PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 20 — 15. Oktober 1939 — Redaktionsschluß für Nr. 22 am 1. November 1939 — 40. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

C. Hagen, Aufladepotentiale, Sekundäremission und Ermüdungserscheinungen elektronenbestrahlter Metalle und Leuchtsubstanzen. S. 621.

H. Klumb, Beobachtungen und Untersuchungen an Kristalldetektoren. S. 640.

P. Kunze, Der Ricochetschuß mit dem Kleinkalibergewehr. Mit Tafel XIII. S. 643.

Nachrichten. S. 644.

ABHANDLUNGEN

Aufladepotentiale, Sekundäremission und Ermüdungserscheinungen elektronenbestrahlter Metalle und Leuchtsubstanzen

Von C. Hagen

1. Einleitung

Die immer stärker in den Vordergrund tretende Anwendung der Braunschen Röhren, insbesondere in der Fernsehtechnik, hat die Frage nach dem elektrischen Verhalten des vom Kathodenstrahl im Hochvakuum getroffenen Leuchtschirmes vordringlich werden lassen.

Die Braunschen Röhren älterer Bauart enthalten eine Gasfüllung geringen Druckes. Die durch den Kathodenstrahl während des Betriebes dauernd vom Leuchtschirm zugeführte elektrische Ladung kann durch die im Gas befindlichen Ionen in gleichem Maße neutralisiert werden. Die Elektronen im Strahl treffen somit immer auf Schirmstellen, die keine negative Gegenladung enthalten und können daher fast ihre gesamte kinetische Energie in Lumineszenzstrahlung umsetzen. Die gasgefüllten Röhren zeigen aber bei ihrer Verwendung zur Wiedergabe sehr rasch verlaufender Schreibvorgänge, z. B. bei der Aufzeichnung eines Zeilenrasters bei einem Fernsehbild, einige ungünstige Eigenschaften, wie die Linienunschärfe und Nullpunktsanomalie infolge der Ionenträgheit und die geringe Lebensdauer der Kathoden wegen der Oberflächenzerstörung durch rücklaufende Ionen. Man mußte zur Vermeidung dieser störenden Eigenschaften zur Konstruktion einer hochevakuierten Röhrentype übergehen. Der hierin herrschende geringe Gasdruck von etwa 10^{-5} bis 10^{-6} tor reicht nicht aus, um die dem Leuchtschirm zugeführte Elektronenmenge durch Neutralisation unschädlich zu machen.

Es wäre somit zu vermuten, daß der Kathodenstrahl nur im ersten Moment des Auftreffens den Schirm zum Leuchten anregt, dann aber in kürzester Zeit durch die sich anhäufende negative Ladung ein Gegenfeld erzeugt, was zu einer Umkehr der Strahlelektronen nach der Anode und damit zum Verschwinden der Leuchterscheinung führen müßte. Die Beobachtung zeigt jedoch, daß die getroffenen Schirmstellen dauernd aufleuchten, was auf einen stetigen Abtransport der Ladung schließen läßt. Da eine Ableitung durch den Isolationsstrom, der nach Messungen nur verschwindend gering gegenüber den Strahlströmen ist, nicht zur Erklärung herangezogen werden kann, muß die Frage nach der Entladung des Schirmes auf eine andere Weise beantwortet werden.

Beim Betrieb der Braunschen Röhren treten weitere Erscheinungen auf, die im Zusammenhang mit der Lichtausbeute der Leuchtschirmsubstanzen einmal mit der Beschleunigungsspannung des Kathodenstrahles, zum anderen mit der Zeitdauer des Elektronenaufpralles stehen. Messungen, auf die später näher eingegangen werden soll, ergeben, daß die Leuchtdichte einer von einem unbewegten Strahl getroffenen Schirmstelle mit wachsender Elektronengeschwindigkeit zunächst annähernd parabolisch ansteigt, um bei einem je nach dem verwendeten Leuchtstoff verschieden großen Geschwindigkeitswerte merklich vom ursprünglichen Verlauf abzuweichen. Weiterhin nimmt die Leuchtfähigkeit der Schirmsubstanzen (z. B. Kalziumwolframat, Zinksilikat, Zinksulfid u. dgl.) mit der Zeitdauer der Elektronenbestrahlung ab und läuft in einen konstanten Endwert ein.

Die Klarlegung dieser Beobachtungen soll ebenfalls Gegenstand der Untersuchungen sein.

2. Sekundäremission von Metallen

a) Messung

Der nach Einschalten des Kathodenstrahles dauernd sichtbare Leuchtfleck läßt auf ein Schirmpotential schließen, welches stets positiver als dasjenige der Kathode sein muß, weil andernfalls keine Elektronen in die Leuchtsubstanz gelangen können. Die Erklärung hierfür mußte in der Fähigkeit der Elektronen zu suchen sein, beim Aufprall auf Materie Sekundärelektronen auslösen zu können. Würde die Anzahl der den Schirm verlassenden Sekundärelektronen größer als die der primär auffallenden sein, so könnte der Schirm durch diesen Verlust negativer Ladungen ein in bezug auf die Kathode entsprechendes positives Potential annehmen. Um den Verlauf der Sekundäremission mit der

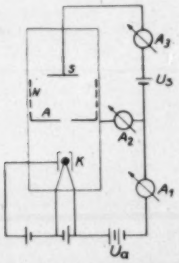

Fig. 1. Schaltschema zur Ermittlung der Sekundäremission.

Zugspannung U_a zu ermitteln und im besonderen festzustellen, ob der Sekundäremissionsfaktor η (= Sek.-Em./Prim.-Em.) unter bestimmten Versuchsbedingungen Werte annimmt, die > 1 sind, führte H. Strübig[1]) Messungen hierüber aus.

Da es sich um den Vergleich von elektrischen Strömen handelte, wurde an Stelle eines Leuchtschirmes ein Metallschirm verwendet. Das Schema der Versuchsapparatur zeigt Fig. 1. Die von der Kathode ausgehenden Primärelektronen gelangen ohne Berührung der Lochanode A, was durch ein in die Figur nicht eingezeichnetes elektronenoptisches System erreicht wird, auf den Metallschirm S. Dort werden Sekundärelektronen ausgelöst, durch geringe negative Vorspannung U_s (≈ 50 V) auf die Anode getrieben und mit dem Amperemeter A_3 gemessen. A_3 zeigt die Stromdifferenz $i_s - i_p$ und A_1 den Primärstrom i_p an.

1) H. Strübig, Physik. Zeitschr. **37**, 2, 402, 1936.

Trägt man den Sekundäremissionsfaktor $\eta = i_s/i_p$ als Ordinate und die Anodenspannung U_a als Abszisse in ein Diagramm ein, so ergibt

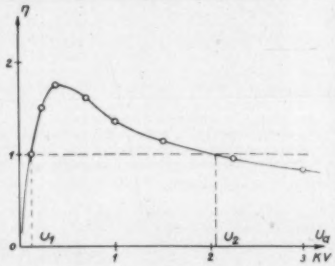

Fig. 2. Sekundäremissionsfaktor im Zusammenhang mit U_a.

die Messung den in Fig. 2 an einem Beispiel gezeigten Verlauf[1]). Man entnimmt hieraus, daß η zwischen den beiden mit U_1 bzw. U_2 bezeichneten Spannungen den Wert 1 übersteigt, während η für $U_a < U_1$ und $U_a > U_2$ unter 1 liegt. U_1 beträgt bei Nickel etwa 85 Volt, U_2 etwa 2000 Volt.

b) Theoretische Entwicklungen

Zum Zwecke einer angenäherten Vorstellung des Verlaufes der Sekundäremission mit der Beschleunigungsspannung des Kathodenstrahles sei angenommen, daß das Primärelektron

1. einen gradlinigen Weg in der Materie zurücklegt, der proportional der Beschleunigungsspannung ist. $t = a \cdot U$ (t = Eindringtiefe),
2. auf der Wegeinheit N_0 Elektronen auslöst.

Von den ausgelösten Elektronen gelange ein gewisser Teil $\dot{p}$ als Sekundärelektronen in das

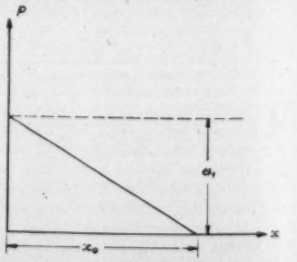

Fig. 3. Abnahme des Sekundärelektronenanteiles $\dot{p}$ mit der Wegstrecke x.

1) Vgl. M. Knoll, Zeitschr. f. techn. Phys. **16** (Heft 11), 467, 1935.

Vakuum. Dieser Anteil möge etwa linear mit der Tiefe, in der das Elektron ausgelöst wird, abnehmen. Nach Fig. 3 ergibt sich für den Anteil

$$p = a_1\left(1 - \frac{x}{x_0}\right), \tag{1}$$

wenn x die laufende Wegkoordinate und x_0 die Tiefe, aus der keine Elektronen mehr durch die Oberfläche des Schirmes gelangen können, bedeutet. Der Anteil η der vom Primärstrom i_p ausgelösten Sekundärelektronen i_s berechnet sich demnach zu

$$\eta = \frac{i_s}{i_p} = N_0 a_1 \int_0^t \left(1 - \frac{x}{x_0}\right) dx \tag{2}$$

$$\left.\begin{aligned} \eta_1 (\text{für } t < x_0) &= N_0 a_1 \left(t - \frac{t^2}{2\,x_0}\right) \\ \eta_2 (\text{für } t \geqq x_0) &= \frac{N_0 a_1}{2}\, x_0 , \end{aligned}\right\} \tag{2a}$$

denn η steigt nicht weiter an, wenn t den Wert x_0 überschreitet. Hieraus ergibt sich ein Verlauf von η, wie er in Fig. 4 dargestellt ist. Die theoretisch entwickelte Kurve zeigt ein späteres Wiederabsinken von η nicht an. Die anfänglichen Annahmen müssen daher erweitert werden.

Es sei angenommen, daß die Zahl der auf der Wegeinheit ausgelösten Elektronen nicht überall gleich ist, sondern erst am Ende der Bahn ihren Höchstwert N_0 erreicht, während sie vorher kleiner ist. Die Begründung dieser Annahme soll weiter unten erfolgen. In der Fig. 5 ist übersichtsmäßig dargestellt, wie die Anzahl N der auf der Wegeinheit ausgelösten Elektronen mit dem vom Primärelektron zurückgelegten Weg ansteigt. Bei kleineren Elektronengeschwindigkeiten (Eindringtiefe t klein) werden zu Anfang mehr Elektronen durch Stoß ausgelöst als bei größeren Geschwindigkeiten (t groß). Aus einer

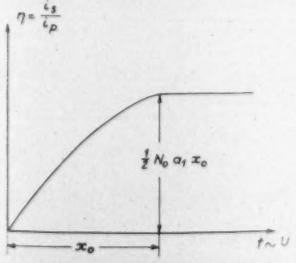

Fig. 4. Verlauf des Sekundäremissionsfaktors mit der Eindringtiefe t.

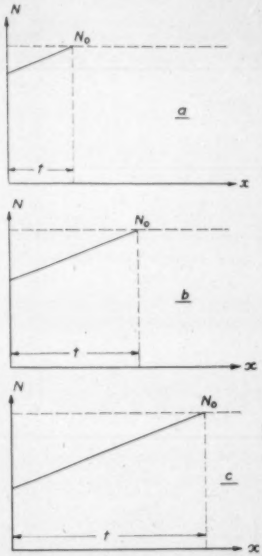

Fig. 5. Anzahl der auf der Wegeinheit ausgelösten Elektronen N bei wachsender Eindringtiefe t. a) klein; b) mittel; c) groß.

Tiefe $t > x_0$ gelangen keine Elektronen mehr durch die Schirmoberfläche. Es sei $1/a_0$ eine Konstante. Man entnimmt aus der Fig. 5 dann die Beziehung:

$$N = N_0\left(1 - \frac{t - x}{a_0}\right). \tag{3}$$

Die Gleichung (2) geht dann über in

$$\left.\begin{aligned} \eta_1 &= N_0 a_1 \int_0^t \left(1 - \frac{t-x}{a_0}\right)\left(1 - \frac{x}{x_0}\right) dx\,; \\ &\qquad (t < x_0) \\ \eta_2 &= N_0 a_1 \int_0^{x_0} \left(1 - \frac{t-x}{a_0}\right)\left(1 - \frac{x}{x_0}\right) dx\,; \\ &\qquad (t \geqq x_0). \end{aligned}\right\} \tag{3a}$$

Die Ausrechnung der Integrale ergibt

$$\left.\begin{aligned} \eta_1 &= N_0 a_1 \left[t - \left(\frac{1}{2\,a_0} + \frac{1}{2\,x_0}\right) t^2 + \frac{1}{6\,a_0 x_0}\, t^3\right] \\ &= At - Bt^2 + Ct^3 , \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

wenn $A = N_0 a_1$, $B = \frac{N_0 a^1}{2}\left(\frac{1}{a_0} - \frac{1}{x_0}\right)$ und $C = \frac{N_0 a_1}{6 a_0 x_0}$ gesetzt wird;

$$\left.\begin{aligned} \eta_{/2} &= N_0 a_1 \left[x_0 + \frac{x_0^2}{2}\left(\frac{1}{3 a_0} + \frac{1}{x_0}\right) - \frac{x_0}{2 a_0} t \right] \\ &= G - H t \,, \end{aligned}\right\} \quad (4a)$$

bei Einsetzen von

$$G = N_0 a_1 \left[x_0 + \frac{x_0^2}{2}\left(\frac{1}{3 a_0} - \frac{1}{x_0}\right)\right]$$

und

$$H = N_0 a_1 \frac{x_0}{2 a_0} \,.$$

Beide Kurvenstücke gehen bei $t = x_0$ ohne Sprung ineinander über. Ihren grundsätzlichen

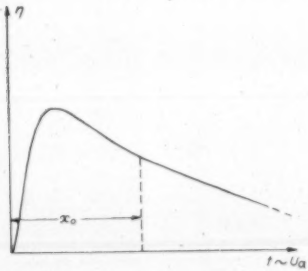

Fig. 6. Theoretisch ermittelter Verlauf des Sekundäremissionsfaktors.

Verlauf gibt die Fig. 6 wieder. Man erkennt die näherungsweise schon recht gute Übereinstimmung mit der gemessenen Kurve in Fig. 2. Bei höheren Spannungswerten $U(\sim t)$ verläuft die theoretische Kurve gradlinig. Um hier eine bessere Anpassung an die Meßwerte zu erzielen, kann man die Gleichung (3) noch durch ein quadratisches Glied erweitern:

$$N = N_0\left(1 - \frac{t - x}{a_0} + \frac{(t - x)^2}{b_0}\right). \quad (5)$$

Die oben gemachten Annahmen sollen im folgenden näher erörtert werden.

Ein in die Materie eindringendes Elektron löst, in grober Näherung betrachtet, auf seinem Stoßwege $t \quad N \cdot t = N \cdot a U$ Elektronen aus. Wenn es seine Energie $E = e \cdot U$ (e = Ladung des Elektrons) auf diese Elektronen verteilt, so erhält jedes ausgelöste Elektron die gleiche Energie $E = \frac{e}{N \cdot a}$. Das stoßende Elektron verliert seine Energie proportional mit dem Wege in der Materie. Ein gleiches Verhalten sei als erste Näherung auch für die durch Stoß ausgelösten Elektronen angenommen. Da alle Elektronen im Mittel die gleiche Energie besitzen, so werden auch sie alle fast den gleichen Weg zurücklegen, bis ihre kinetische Energie auf die Austrittsarbeit gesunken ist. Diese sei mit eq bezeichnet. Die für den Weg verfügbare Energie U_e ist dann gleich Stoßenergie − Austrittsarbeit. Daher ist

$$U_e = e\left(\frac{1}{N a} - q\right). \quad (6)$$

Nun ist aber der größte Weg, den die Elektronen bis nach der Oberfläche zurücklegen können, $= x_0$. Aus $t = a \cdot U$ wird somit $x_0 = a U_e$ und unter Berücksichtigung von Gleichung (6)

$$x_0 = e\left(\frac{1}{N} - a q\right). \quad (7)$$

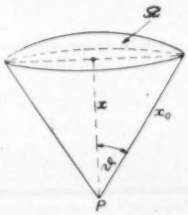

Fig. 7. Berechnung des räumlichen Winkels Ω.

Die ausgelösten Elektronen seien auf alle Richtungen gleichmäßig verteilt. Der räumliche Winkel, unter dem die Elektronen von P aus mit einer kinetischen Energie, die gleich oder größer als die Austrittsarbeit ist, die Schirmoberfläche erreichen, sei Ω. Der Anteil der ins Vakuum austretenden Elektronen ist dann

$$p = \frac{\Omega}{4\pi} \,. \quad (8)$$

Aus Fig. 7 ersieht man, daß

$$\Omega = \int_0^{\vartheta} 2\pi \sin\vartheta \, d\vartheta$$

und

$$\cos\vartheta = \frac{x}{x_0}$$

ist. Daraus ergibt sich

$$\left.\begin{aligned} p &= \frac{1}{4\pi} \cdot 2\pi(1 - \cos\vartheta) \\ &= \frac{1}{2}\left(1 - \frac{x}{x_0}\right). \end{aligned}\right\} \quad (8a)$$

Man erhält also den in Gleichung (1) verwendeten Ansatz, bei dem $a_1 = {}^1/_2$ zu setzen ist. Der Faktor ${}^1/_2$ sagt aus, daß von den Elektronen, die an der Oberfläche ($x = 0$) ausgelöst werden, die eine Hälfte in das Schirmmaterial eintritt, die andere Hälfte in das Vakuum gelangt. Dafür, daß in der erweiterten Annahme [vgl. Gleichung (3)] am Anfang der Stoßbahn weniger, am Ende derselben mehr Elektronen zur Auslösung kommen sollen, können zwei Gründe angeführt werden:

1. Die Kraft, die das stoßende Elektron auf das auszulösende Sekundärelektron ausübt, ist im Mittel die gleiche. Die Stoßzeit ist aber um so kürzer, je schneller das Elektron fliegt. Das gilt für den Anfang der Bahn. Der erteilte Impuls ist Kraft × Zeit und die übertragene Energie $= {}^1/_2 \text{Impuls}^2 \times$ Masse. Mit abnehmender übertragener Energie sinkt aber die Zahl der ausgelösten Elektronen.
2. Die Elektronen durchqueren die Materie auf zickzackartigen Wegen (Lenardscher Umwegfaktor). Die Ablenkung tritt um so öfter ein, je geringer die Geschwindigkeit ist. Die wirkliche Bahnlänge wächst also in größerer Tiefe und damit auch die auf der gradlinig genommenen Wegeinheit ausgelöste Elektronenzahl.

Welcher der beiden Gründe für die gemachten Annahmen der wesentlichere ist, kann an Hand des Beobachtungsmaterials nicht entschieden werden.

c) Schräge Inzidenz des Primärstrahles

Die bisher für den senkrechten Einfall der Primärelektronen entwickelten Formeln können auch auf den Fall der schrägen Inzidenz übertragen werden. Für den Austritt der innerhalb der Materie ausgelösten Elektronen ist nicht die Weglänge des Primärelektrons, sondern die Tiefe der Auslösungsstelle unter der Oberfläche maßgebend.

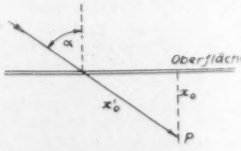

Fig. 8. Schräge Inzidenz.

Nach Fig. 8 möge das Primärelektron unter einem Einfallswinkel α in die Schirmoberfläche gelangen und im Punkte P ein Sekundärelektron auslösen. Der senkrechte Abstand x_0 von P nach der Oberfläche sei der maximale Weg, den das Sekundärelektron auf Grund seiner ihm übertragenen Stoßenergie bis an die Oberfläche zurückzulegen vermag. Die Eindringstrecke des Primärelektrons kann bei schrägem Einfall somit sein:

$$x_0' = \frac{x_0}{\cos\alpha} .$$

Setzt man diesen Wert für x_0 in die Formel (3a) ein, so erhält man den von der Einheit des Primärstromes ausgelösten Anteil

$$\eta_i = A_0 - B_0 \cos\alpha , \qquad (9)$$

wobei

$$A_0 = \frac{N_0}{2}\left(t - \frac{t^2}{2a_0}\right)$$

und

$$B_0 = \frac{N_0}{2x_0}\left(\frac{t^2}{2} - \frac{t^3}{6a_0}\right)$$

ist. Der in Gleichung (9) ausgedrückte Zusammenhang der Sekundäremission mit dem Einfallswinkel des Primärstrahles ist ebenfalls von Strübig einer experimentellen Prüfung unterzogen. Für eine Reihe konstant gehaltener Beschleunigungsspannungen der Primärelektronen ist der Verlauf der Sekundäremission bei einem unter verschiedenen Inzidenzwinkeln getroffenen Nickelschirm im Hochvakuum aufgenommen und in Fig. 9 eingetragen.

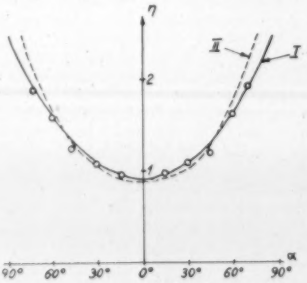

Fig. 9. $\eta = f(\alpha)$ für Nickel.
$\text{I} = A_0 - B_0 \cos\alpha$; $\text{II} = \dfrac{C_0}{\cos(90° - \alpha)}$.

Die ausgezogene Linie ist nach Gleichung (9) berechnet. Da die entwickelten Formeln auf sehr groben Annäherungen basieren, ist die Übereinstimmung mit den gemessenen Werten verhältnismäßig gut.

Eine von H. O. Müller[1]) entwickelte Beziehung für den schrägen Einfall lautet

$$\eta_i = \frac{C_0}{\cos(90^\circ - \alpha)} \cdot \qquad (10)$$

Diese Formel gibt die Meßwerte ebenfalls genügend genau für nicht zu große Einfallswinkel wieder. Die gestrichelte Linie in Fig. 9 ist die theoretisch berechnete Kurve nach Gleichung (10).

Die Gültigkeit der Gleichung (9) ist noch an einer weiteren Messung geprüft worden. In Fig. 10 sind 4 Sekundäremissionskurven für die

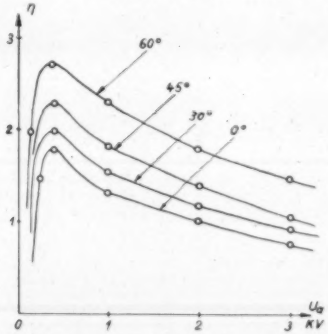

Fig. 10. Kurvenscharen von η_i für verschiedene Einfallswinkel (N_i).

Einfallswinkel 0°, 30°, 45° und 60° des Primärstrahles wiedergegeben. Die Werte von A_0 und B_0 sind bei einem bestimmten Stoßweg – oder, was gleichbedeutend hiermit ist – für eine bestimmte Beschleunigungsspannung U_a konstant. Es müssen sich demnach die zu einem herausgegriffenen U_a gehörenden Ordinatenwerte für die gesamte Kurvenschar errechnen lassen. Das ist beispielsweise für $U_a = 400$ Volt (ungefähre Lage der Maxima) ausgeführt und in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Tabelle

α in °	Für $U_a = 400$ Volt	
	gemessen	berechnet
0	1,8	1,8
30	2,0	2,04
45	2,3	2,34
60	2,72	2,70

1) H. O. Müller, Zeitschr. f. Phys. **104**, H. 7 u. 8, 475, 1937.

Die Brauchbarkeit der mit Hilfe sehr angenäherter Vorstellungen entwickelten Beziehungen über die Sekundäremission bei senkrechter und schräger Inzidenz wird durch diese und die in Fig. 9 dargestellten Messungen hinreichend bekräftigt.

3. Aufladungen isolierter Metallschirme

a) Messung

Nach der gewonnenen Kenntnis vom Verlauf der Sekundäremission bei Metallen konnte auf die Messung der Aufladungspotentiale isolierter Metallschirme in ihrem Zusammenhang mit der Beschleunigungsspannung des Kathodenstrahles übergangen werden.

Die Versuchsanordnung war im wesentlichen die gleiche wie die in Fig. 1 skizzierte. Unter Fortfall der Zusatzspannung U_s ist an die Stelle des Amperemeters A_3 ein hochisoliertes statisches Voltmeter eingesetzt, mit dem die Schirmpotentiale gemessen sind. Mit Hilfe eines in weiten Grenzen (0–16000 Volt) regulierbaren Hochspannungsaggregates konnte die Geschwindigkeit der Primärelektronen variiert werden.

Die Versuche ergaben einen Verlauf der Schirmpotentiale, bezogen auf die jeweilige Anodenspannung, wie in Fig. 11 dargestellt ist.

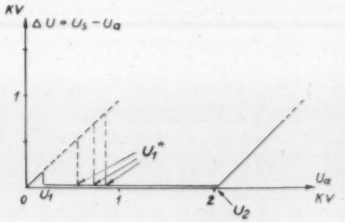

Fig. 11. Aufladekurve von isolierten Metallschirmen. U_1, U_2 stabil; U_1^* instabil.

Hierbei ist die Ordinate ΔU die Spannungsdifferenz zwischen Schirm und Anode. Zu Anfang des Versuches liegen Kathode, Anode und Schirm auf gleichem (Null-)Potential. Beim langsamen Steigern von U_a zeigt das statische Voltmeter zunächst einen dieser Spannung entsprechenden Ausschlag. Bei einem – von Versuch zu Versuch verschiedenartigen – Spannungswert U_1^*, der etwa zwischen 200–1500 Volt liegt, geht der Voltmeterausschlag plötzlich auf Null zurück. Bei weiterem Hochziehen der Anodenspannung zeigt sich bei höheren Werten erneut ein Ausschlag. Bei Nickelschirmen liegt dieser Punkt bei ungefähr 2000 Volt. Trägt man ΔU und U_a in gleichem Maßstab auf, so verläuft der Kurven-

anstieg für $U_a < U_1^*$ und $U_a > U_2$ unter 45°. Läßt man die Anodenspannung, von hohen Werten kommend, langsam abnehmen, so verschwindet der Voltmeterausschlag ΔU zum erstenmal bei $U_a = U_2$, bleibt dann eine Zeitlang Null und steigt dann zum zweiten Male bei einem in dieser Folge stets reproduzierbaren Wert $U_a = U_1$ an, um bei weiterem Verringern der Anodenspannung in gleicher Weise auf Null abzunehmen. U_1 beträgt bei einem Nickelschirm etwa 85 Volt.

b) Erörterung der Meßergebnisse

Dieses Versuchsergebnis soll unter Benutzung der Messungen des Sekundäremissionsfaktors für Metalle klargelegt werden. Der Verlauf der Aufladekurve kann in drei Gebiete aufgeteilt werden:

1. Die Anodenspannung wird, von Null beginnend, in Richtung positiver Werte gesteigert. Die von der Kathode ausgehenden primären Elektronen werden bis zur Anode hin beschleunigt und auf ihrem weiteren Wege bis nach dem Schirm wieder auf die Geschwindigkeit o abgebremst, da der Schirm noch Kathodenpotential besitzt. Die Elektronen kehren daher nach der Anode zurück. Das Voltmeter zeigt die Spannungsdifferenz Anode – Schirm, in diesem Falle also U_a an. Auch bei weiterem Erhöhen der Anodenspannung müßte der Ausschlag des Voltmeters entsprechend ansteigen. Abweichend hiervon ergibt das Experiment, daß von irgendeinem $U_a = U_1^*$ an, welches höher als 85 Volt liegt, plötzlich der Schirm Anodenpotential annimmt und somit der Zeiger des Spannungsmessers in die Nullage zurückkehrt. Man muß vermuten, daß durch irgendeinen Anlaß Primärelektronen auf den Schirm gelangt sind und hier Sekundärelektronen ausgelöst haben, deren Anzahl größer ist als die der primären. Die Bedingung hierfür ist eine Voltgeschwindigkeit $\geqq 85$ (bei Ni), weil dann $\eta_l > 1$ wird. Ist das der Fall, so kann sich der Schirm durch den Fortgang negativer Teilchen soweit positiv aufladen, bis das Anodenpotential erreicht ist und kein elektrisches Feld mehr zwischen Schirm und Anode besteht. Wie der Initialvorgang für den plötzlichen Potentialanstieg des Schirmes zustande kommen kann, soll erst an anderer Stelle eingehender erörtert werden.
2. Hat der Schirm Anodenpotential angenommen, so kann er bei weiterem Anwachsen von U_a ebenfalls mit seinem Potential folgen. Die Einstellung der Schirmspannung U_s ist in diesem Bereich stabil. Würde nämlich der Schirm aus irgendeinem Grunde eine stärker positive Spannung als die der Anode annehmen, so müßten die ausgelösten Sekundärelektronen auf ihrem Wege nach der Anode ein Gegenfeld überwinden. Sie kehren dann auf den Schirm zurück, der somit erneut negative Ladungen erhält; U_s wird daher negativer. Hätte der Schirm andererseits zufällig ein Potential angenommen, das unter U_a liegt, so würde sich zwischen Schirm und Anode ein nach der Anode gerichtetes Zugfeld für die Sekundärelektronen ausbilden, welches dem Schirm negative Ladungen entzieht und ihn dadurch wieder auf stärker positive Spannungen gelangen läßt. Man erkennt, daß bei der stabilen Einstellung des Schirmes gerade soviel Sekundärelektronen aus seiner Oberfläche austreten, als primär auf ihn aufprallen.
3. Beim Überschreiten einer bestimmten Anodenspannung $U_a = U_2$, die je nach dem verwendeten Schirmmaterial verschieden sein kann (z. B. $Ni \approx 2000$ V), folgt die Schirmspannung nicht mehr dem Anodenpotential. Nach den Erörterungen über den Sekundäremissionsfaktor liegt der Grund darin, daß die Primärelektronen durch die hohe Zugspannung große Geschwindigkeiten erhalten haben und somit tiefer in das Schirmmaterial eindringen können. Dadurch vermögen die in den tieferen Schichten durch Stoß ausgelösten Elektronen nicht mehr in genügender Anzahl durch die Oberfläche in den freien Raum zu gelangen. Der Schirm verweilt auf einer konstanten Spannung in bezug auf die Kathode. Das entspricht dem Punkte U_2 in der Fig. 2, bei dem η_l gerade wieder den Wert 1 angenommen hat. Überschreitet die Anodenspannung U_2, so geht die Aufladekurve von der Abszissenachse mit einem Knick in die unter 45° geneigte Grade über.

Das Schirmpotential $U_s = U_2$ ist ebenfalls stabil. Eine zufällige Erhöhung von U_s würde bewirken, daß eine Anzahl Primärelektronen mit erhöhter Geschwindigkeit in den Schirm eindringt. Ein Bruchteil dieser Menge kann aber nur als Sekundärelektronen wieder ins Vakuum gelangen ($\eta_l < 1$); die Folge wäre eine negative Aufladung des Schirmes und ein Absinken des positiven Schirmpotentiales. Stellt sich andererseits U_s zeitweilig unterhalb U_2 ein, so treffen die Strahlelektronen mit verminderter Geschwindigkeit auf und dringen weniger tief in das Material ein. In diesem Falle können Sekundärelektronen in etwas verstärkter Anzahl den Schirm verlassen ($\eta_l > 1$). Dieser lädt sich höher positiv auf, bis U_2 wieder erreicht ist.

Beim Verändern der Anodenspannung von höheren nach niedrigen Werten folgt die

Schirmspannung in dem Gebiet, für das $\eta > 1$ gilt, genau der ersteren. Ist nun U_a soweit verringert worden, daß die Primärelektronen nicht mehr imstande sind, eine gleiche, bzw. größere Anzahl Sekundärelektronen aus dem Schirm freizumachen, so nimmt dieser die ihm durch den Strahl zugeführte negative Ladung auf.

Das Schirmpotential fällt daher plötzlich auf Null ab und es bildet sich zwischen Schirm-Anode eine Spannungsdifferenz ΔU aus. Das tritt ein, wenn $\eta_l < 1$ geworden ist, also nach der Kurve in Fig. 2 bei U_1. Diese Spannung (bei $Ni \approx 85$ V) ist identisch mit dem stets gut reproduzierbaren Spannungsanstieg ΔU bei U_1 in Fig. 11.

c) Einsetzen der instabilen Schirmaufladung

Wie vorgehend erwähnt, ist das Auftreten des Einsatzpunktes U_1^* der positiven Schirmaufladung beim Hochziehen der Anodenspannung nicht ohne weiteres erklärlich. Falls der Schirm auf Kathodenpotential liegen bleibt, müssen die Primärelektronen stets um ihren vollen Geschwindigkeitsbetrag abgebremst werden und nach der Anode zurückkehren.

Für den Einsatz der Aufladung muß ein Anlaß vorhanden sein, der dem Schirm positive Ladungen zuführt. Die Schirmspannung muß mindestens so groß sein, daß die Primärelektronen mit einer Geschwindigkeit auftreffen, die eine Loslösung einer größeren Anzahl Sekundärelektronen bewirkt. Diese Geschwindigkeit entspricht nach den Messungen von η_l (Fig. 2) einer Spannung $> U_1$, also bei $Ni > 85$ V.

Die Möglichkeit, den Schirm positiv aufzuladen, kann einmal durch einen von der Anode nach dem Schirm fließenden Isolationsstrom, zum anderen durch einen Ionenstrom gegeben sein. Der Isolationsstrom beträgt nun nach ausgeführten Messungen nur etwa 1 Proz. des Strahlstromes. Er kommt somit für die Erklärung der Schirmaufladung kaum in Frage.

Da für die Versuche Schliffröhren verwendet wurden, konnte das Vakuum hierin nicht extrem hoch sein. Bei den Gasdrucken von etwa $5 \cdot 10^{-5}$ bis $2 \cdot 10^{-6}$ tor spielt aber der Ionenstrom, wie aus Messungen an Verstärkerröhren mit dem Ionisationsmanometer bekannt ist, eine gewisse Rolle. Wie weiter unten zahlenmäßig in einer Tabelle belegt wird, bestätigen Versuche die Verschiebung der Lage von U_1^* bei steigenden Gasdrucken in Richtung kleinerer Spannungswerte.

In Verfolg dieses Befundes seien zur Erlangung eines Überblickes über die möglichen Vorgänge am Schirm hier einige Überlegungen eingeschaltet. Würde man die Schirmspannung U_s – bei fest eingestelltem U_a – von negativen nach positiven Werten variieren, so ist ein Ionenstrom i_j zu erwarten, wie er in der gestrichelten Kurve der Fig. 12 angedeutet ist. Bei negativem, wie auch schwach positivem U_s kehren die zur Ionisation Anlaß gebenden Strahlelektronen schon in der Nähe der Anode um; die Ionen rekombinieren auf ihrem verhältnismäßig

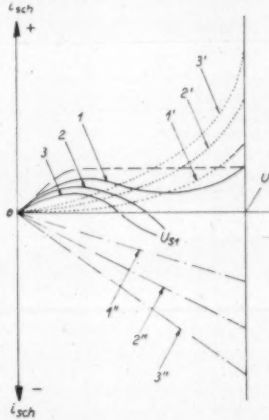

Fig. 12. Graphisch ermittelter Verlauf der resultierenden Schirmströme.
– · – · – i_p, ····· i_s, – – – i_j, ——— i_{sch}.

langen Weg nach dem Schirm und i_j ist daher klein. Vergrößert sich der Elektronenweg durch wachsende Schirmspannung, so wächst auch i_j an, bis ein Sättigungswert erreicht, der abhängig ist von dem jeweils in der Versuchsröhre befindlichen Gasdruck. Das infolge Zustromes positiv geladener Teilchen anwachsende Potential U_s bewirkt, daß auch ein Teil des Kathodenstrahles auf den Schirm gelangt. Hierdurch wird eine Anzahl Sekundärelektronen ausgelöst, die geringer ist als diejenige der Primärelektronen, sofern die Schirmspannung den Wert $U_s = U_1$ nicht übersteigt.

Die Ladungsbilanz des Schirmes wird durch folgende Faktoren bestimmt:

1. Auftreffende Primärelektronen i_p, wodurch negative Ladungen zugeführt werden. Die Menge der Primärelektronen sei in erster Näherung dem Quotienten U_s/U_a proportional. Ist nämlich $U_s = 0$, so erhält der Schirm keine Ladungen, ist dagegen $U_s = U_a$, so trifft der volle Kathodenstrahl auf den Schirm. Dieser Anteil ist für 3 verschiedene Anodenspannungen in Fig. 12 durch die strichpunktierten Geraden eingezeichnet. Es

gehört 1′ zu einem großen, 2′ zu einem mittleren und 3′ zu einem kleinen U_a.

2. Abfließende Sekundärelektronen i_s. Ihr Anteil ist für $U_s < U_1$ stets kleiner als derjenige von i_p. Durch den Verlust negativer Ladungen steigt U_s positiv an. Der Verlauf von i_s mit U_s, der sich aus der Messung der Sekundäremissionskurve ergibt, ist durch die punktierten Linien wiedergegeben. i_s wird mengenmäßig gleich i_p bei $U_s = U_1$, weil dort $\eta_1 = 1$ ist.
3. Zufließende Ionen i_j, die den Schirm positiv aufladen (gestrichelte Kurve).

Die 3 aufgeführten Stromkomponenten ergeben nun in ihrer Zusammenwirkung einen Schirmstrom i_{sch}, der in der Fig. 12 in seinem grundsätzlich zu erwartenden Verlauf graphisch ermittelt ist (ausgezogene Kurven). Man ersieht hieraus, daß der resultierende Schirmstrom i_{sch} je nach Wahl der Anodenspannung bei ansteigendem U_s entweder nach Überschreiten eines Maximums auf Null zurückgeht (Kurve 1 und 2), oder dauernd im positiven Gebiet verläuft (Kurve 3). Im ersten Falle kann ein Anspringen der Spannung eines isolierten Schirmes von U_k auf U_a nicht erfolgen, da der Teilstrom i_p die anderen Komponenten überwiegt und U_s auf den sich stabil einstellenden Wert U_{st} drückt. Hat die Anodenspannung aber entsprechend höhere Werte angenommen, so kann eine positive Beladung des Schirmes erfolgen. Das Schirmpotential springt dann plötzlich auf U_a. Das ist aber der beobachtete Einsatzpunkt U_1^* (Fig. 11). Dieser Punkt muß je nach dem Grade der Luftleere in der Röhre bei verschiedenen Spannungswerten auftreten. Bei schlechtem Vakuum setzt er entsprechend früher ein als bei höherem Vakuum, da ja der Sättigungswert von i_j sich ändert.

Die vorstehenden Überlegungen wurden durch zwei ausgeführte Versuche einer Prüfung unterzogen. Im ersten Versuch ist der Schirmstrom i_{sch}, bei verschiedenen Anodenspannungen als Parameter, in Abhängigkeit von U_s aufgenommen und in Fig. 13 aufgetragen. Der Kurvenverlauf ist in den Grundzügen der gleiche wie der theoretisch ermittelte in Fig. 12. Auch die Folgerung, daß U_1^* früher einsetzt, wenn i_j größer, d. h. der Gasdruck in der Röhre höher ist, zeigen die in der Tabelle zusammengestellten Meßwerte.

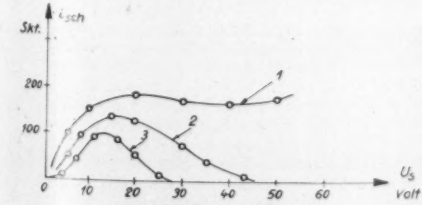

Fig. 13. Gemessener Verlauf der resultierenden Schirmströme.
1. $U_a = 240$ V; 2. $U_a = 150$ V; 3. $U_a = 100$ V.

Tabelle

Stromstärke des Kathodenstrahles $i_\mu \approx 50 \mu A$

Gasdruck p (in tor)	U_1^*
$6 \cdot 10^{-5}$	190—200
$2 \cdot 10^{-5}$	230
$1 \cdot 10^{-5}$	280—300
$5 \cdot 10^{-6}$	500—550

Das durch die theoretische Überlegung geforderte Höherrücken von U_1^* mit p ist deutlich ausgeprägt. Das Variieren der Werte von U_1^* bei gleichem Gasdruck liegt wahrscheinlich daran, daß der Druck mit einem nicht in unmittelbarer Nähe der Röhre angeschlossenen McLeod-Manometer gemessen ist. Daher können momentane Druckunterschiede (Gasausbrüche aus der Kathode u. dgl.), die nicht vom McLeod registriert werden, die Lage von U_1^* etwas beeinflussen.

Die Intensität des Kathodenstrahles übt keine ausgeprägte Wirkung auf die Meßergebnisse aus. Die Stromstärke ist bei den Versuchen im Bereich von 4–150 μA verändert worden. Es ergab sich ein Hinaufrücken von U_1^* für die entsprechenden Werte von p in der Tabelle um etwa 10 Proz. Theoretisch wäre zu erwarten, daß bei einer Vergrößerung des Strahlstromes — bei genau konstant gehaltenem Strahldurchmesser — sowohl Sekundärstrom als Ionenstrom proportional ansteigen. Eine proportionale Vergrößerung aller Ströme verändert aber nur die Ordinatenwerte, nicht aber die der Abszisse in Fig. 12. Der hiermit zusammenhängende Einsatzpunkt U_1 müßte somit seine ursprüngliche Lage beibehalten. Bei den Messungen mit verschiedenen Kathodenstrahlströmen i_p verbreiterte sich der Durchmesser des Strahles ein wenig. Ein wachsender Anteil der Elektronen, die vom Strahl unmittelbar nach dem Anodennetz N (vgl. Fig. 1) hin abgebogen werden, ionisiert die Gasatome schon in größerer Entfernung vom Schirm. Dadurch rekombiniert ein größerer Prozentsatz als vordem und der Ionenstrom verringert sich. Das wirkt sich wie eine scheinbare Verbesserung des Vakuums aus. Die Folge ist ein Verschieben von U_1^* nach höheren Spannungswerten, wie durch die Beobachtung bestätigt ist.

4. Aufladung und Sekundäremission von Isolatoren (Leuchtstoffen)

a) Meßmethoden

Die Messung der Aufladung und der Sekundäremission von Metallschirmen gestaltete sich darum verhältnismäßig einfach, weil die zur Anzeige der Ströme, bzw. Spannungen, benutzten Instrumente in leitender Verbindung mit dem Schirm außerhalb der Versuchsröhre angebracht werden konnten. Bei den Messungen der gleichen Erscheinungen an den auf der inneren Glaswand einer Braunschen Röhre aufgetragenen Leuchtschichten treten wegen Fehlens einer ausgesprochen galvanischen Leitfähigkeit Schwierigkeiten auf.

Frerichs und Krautz[1]) haben zur Sichtbarmachung der Schirmaufladung eine Anordnung getroffen, die zwar nicht für genauere Messungen gedacht ist, sich aber für Demonstrationszwecke als recht brauchbar erweist. Sie verwenden eine zylindrische Kathodenstrahlröhre, deren Schirmaußenfläche mit einer leitenden Schicht (z. B. Aquadag) versehen und mit der Nadel eines Elektrometers von sehr kleiner Kapazität verbunden ist. Die geringfügige Leitfähigkeit des geeignet gewählten Glases und der angeregten Leuchtschicht reichen gerade aus, um einen der Aufladung des Schirmes gleichlaufenden Ausschlag des Elektrometers hervorzurufen. Auch Nelson[2]) beschreibt eine ähnliche Anordnung, doch wird hierbei statt des Elektrometers eine Röhrenvoltmeterschaltung verwendet; das Gitter der hochisolierten Verstärkerröhre ist mit dem äußeren leitenden Schirmbelag verbunden und ändert sein Sperrpotential entsprechend den ihm zufließenden Leitungsströmen von der elektronenbestrahlten Innenfläche der Röhre. Durch einen auf die äußere Schirmwand gerichteten Strom erhitzter Luft wird die Leitfähigkeit des Glases noch erhöht.

Die beschriebenen Methoden haben den Vorteil, daß man auch hierbei außerhalb der Röhre liegende Instrumente für die Messung verwenden kann. Das Prinzip, die Ableitungsströme auszunutzen, ist jedoch für genauere Messungen nicht sehr geeignet, da die statischen Schirmpotentiale im Falle einer Ableitung Veränderungen erfahren, die schlecht überprüfbar sind.

Vom Verfasser und seinem Mitarbeiter H. Bey ist daher eine andere Methode für die Untersuchungen angewendet worden. Auf Vorschlag von Strübig wurde das sich bei bestimmten Versuchsbedingungen zwischen Anode und Schirm ausbildende elektrische Feld durch den Ausschlag eines an der Anode leitend befestigten Elektrometerfadens gemessen. Das Schema des Elektrodenaufbaues in der Versuchsröhre ist in Fig. 14 gegeben. Die Ausschläge des

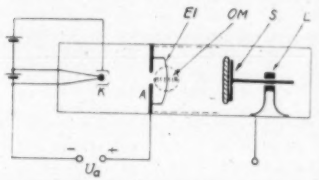

Fig. 14. Messung der Aufladung von Isolatoren. *El* = Elektrometerfaden; *S* = Schirm; *OM* = Okularmikrometer; *L* = Lager.

Elektrometerfadens *El* erscheinen im Skalenbilde des Okularmikrometers *OM* eines Mikroskopes. Der Schirm *S* besteht aus einer Glasscheibe (Durchm. ~ 3 cm), auf die die Leuchtstoffe bindemittelfrei aufgeschlämmt werden. Hinter der Glasscheibe befindet sich — mit ersterer verbunden — eine Metallplatte, die in einem Lagergestell *L* verschiebbar angeordnet ist. Diese Metallteile haben durch einen Metallkonusschliff nach außen Verbindung. Zum Zwecke der Eichung werden verschiedene bekannte Spannungen zwischen Anode und Metallplatte gelegt und die entsprechenden Ausschläge des Elektrometerfadens festgestellt. Die dünne Glasscheibe mit der darauf befindlichen Leuchtschicht verändert das elektrische Feld nur unwesentlich.

Der Elektrometerfaden bestand aus einem quer über die Mitte der Anodenöffnung in 5 mm Abstand zwischen zwei Haltefedern schwach ausgespannten Wolframdraht von etwa 15 μ Stärke. Bei elektrischen Spannungen, die über 1000 Volt hinausgingen, fingen diese Fäden infolge der nicht völlig zu unterdrückenden Oberwelligkeit des Hochspannungsaggregates an, stark zu vibrieren, was die Messung erschwerte. Sie wurden gegen ein kleines aus 100 μ starkem Platindraht bestehendes Pendel ausgewechselt. Dieses Elektrometerpendel war in der Spannungsanzeige etwas unempfindlicher, dafür aber in den höheren Spannungsbereichen in der Einstellung sehr viel ruhiger. Bei den Metallschirmen konnte der Verlauf des Sekundäremissionsfaktors und der Aufladepotentiale unmittelbar messend verfolgt werden. Bei Isolatoren ist dagegen der zahlenmäßige Verlauf der Sekundäremission mit der Beschleunigungsspannung des Kathodenstrahles nicht zu ermitteln, da die erforderlichen Strommessungen von i_s und i_p nicht ausführbar

1) R. Frerichs und E. Krautz, Mitteil. aus d. Osramkonzern.

2) H. Nelson, Journ. of Appl. Phys. **9**, 592, Sept. 1938.

sind. Man muß sich daher auf die Messung der Aufladepotentiale beschränken und ihre Ergebnisse in entsprechender Weise zu einem Rückschluß auf die Sekundäremission verwenden.

b) Meßergebnisse für U_1 und U_2

Für die Untersuchungen des Aufladevorganges von Isolatoren ist die in Fig. 14 angedeutete Apparatur benutzt. Eine Reihe von Leuchtsubstanzen, und zwar handelsübliche Präparate wie *Ca*-Wolframat, *Zn*-Silikat, *Cd*-Silikat, *Cu*-Sulfid u. dgl. standen zur Verfügung. Diese Stoffe wurden aus einer wässerigen Aufschwemmung ohne Bindemittel auf die Glasscheibe gebracht und im Vakuum getrocknet. Die Leuchtstoffschichten hatten eine Dicke von etwa 1–2 mm.

Zur Prüfung der Elektrometeranordnung ist zunächst die Aufladekurve eines Metallschirmes aufgenommen. Ihr Verlauf ergab sich als völlig

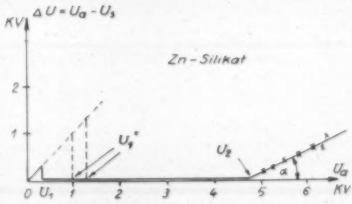

Fig. 15. Aufladekurve von Isolatoren ($\alpha < 45°$).

identisch mit demjenigen der früheren Messungen (vgl. Fig. 11). Der Potentialverlauf bei den isolierten Leuchtsubstanzen zeigte nun ein ganz ähnliches Bild als dasjenige bei Metallen. Ein Beispiel (*Zn*-Silikat) ist in der Fig. 15 aufgetragen. Auch hier tritt eine erstmalige sprunghafte Aufladung je nach den zufällig vorhandenen Vakuumgraden bei den Punkten U_1^* ein. Dann folgt die Schirmspannung der steigenden Anodenspannung, d. h., die Potentialdifferenz ΔU bleibt Null bis U_a den Wert U_2 erreicht hat. Dann tritt wieder ein mit U_a proportionaler Anstieg von ΔU ein. In rückläufiger Folge, bei abnehmendem U_a, stellt sich wie bei den Metallen ein gut reproduzierbares Anspringen von ΔU bei $U_a = U_1$ ein. Ein grundsätzlicher Unterschied zwischen den Messungen bei Metallen und Isolatoren besteht nun in dem Anstiegswinkel α der Geraden nach Überschreiten von U_2. Während α bei Metallen genau 45° beträgt, nimmt α bei Isolatoren Werte an, die $< 45°$ sind. Auf dieses Meßergebnis und seine Erklärung soll weiter unten noch näher eingegangen werden.

Im Rückschluß auf die bei den Versuchen an Metallschirmen gewonnenen Erkenntnisse kann man die Punkte U_1 und U_2 als diejenigen Beschleunigungsspannungen ansprechen, bei denen η_l gerade den Wert 1 annimmt. Im Bereich $U_a < U_1$ und $U_a < U_2$ ist $\eta_l < 1$. Im Intervall U_1–U_2 ist $\eta_l < 1$. Eine genauere zahlenmäßige Angabe über η_l ist, wie erwähnt, für Isolatoren aus diesen Messungen nicht zu erhalten. Die Spannungspunkte U_1 und U_2 haben für die einzelnen Stoffe verschiedene Werte. Auch variieren die Einstellungen bei ein und demselben Stoff noch innerhalb gewisser Grenzen. Die Oberflächenbeschaffenheit, Vorbehandlung, Entgasung und Korngröße beeinflussen besonders den Wert für U_2. Schon aus früheren Messungen war bekannt, daß der Verlauf von η_l bei Metallen davon abhängt, in welchem Maße die an der Oberfläche adsorbierte Gashaut durch Ausheizen im Vakuum entfernt war.

In der folgenden Tabelle sind für einige der untersuchten Materialien (Metalle und Isolatoren), die für die Aufladepotentiale besonders bemerkenswerten Spannungspunkte U_1 und U_2 aufgeführt[1]). Diese Punkte werden auch oft mit „unterer" bzw. „oberer Knickpunkt" des Schirmpotentials gezeichnet.

Tabelle

Material	Unterer Knickpunkt U_1 (Volt)	Oberer Knickpunkt U_2 (Volt)	Bemerkungen
Kupfer	85–90	2600–3000	glatte Oberfläche
Kupfer	85–90	3200–3600	rauhe Oberfläche
Nickel	85	3600	unausgeheizt
Nickel	85	2500	ausgeheizt
Zink	93	3500	unausgeheizt
Glas	115–120	1900–2300	gut entfettet
Willemit	180–200	4300	ohne Bindemittel
Zn-Silikat	165	3300–4700	ohne Bindemittel
Ca-Wolframat	146	5300–6400	ohne Bindemittel
Cd-Wolframat	135–140	8000	ohne Bindemittel
Zn-Sulfid	153	4800–5200	ohne Bindemittel
Zn-Cd-Sulfid	140	2700–3000	ohne Bindemittel

[1]) Vgl. C. Hagen und H. Bey, Zeitschr. f. Phys. **104**, 681, 1937.

c) Schlüpfung des Schirmpotentials mit U_a

Bei Metallschirmen erfolgte der Anstieg des gradlinigen Verlaufes der Aufladekurve nach Überschreiten des oberen Knickpunktes U_2 unter einem Winkel $\alpha = 45°$. Wie erwähnt, ist dieser Anstiegswinkel bei Isolatoren abweichend hiervon $< 45°$. Das Schirmpotential bleibt somit nach Erreichen einer Spannung U_2 nicht stehen, sondern weist eine „Schlüpfung" mit wachsendem U_a auf. Dieses Ansteigen von U_s hat zur Folge, daß die Primärelektronen ihrerseits eine größere Aufprallgeschwindigkeit annehmen und entsprechend tiefer in das Material eindringen. Nach den bei Metallen entwickelten Überlegungen können die durch Stoß ausgelösten Elektronen aus einer Tiefe, die größer als x_0 ist, nicht mehr in den freien Raum gelangen. Der Schirm kann sich dann nicht mehr der ihm zugeführten Ladungen entledigen und stellt sich darum auf einen stabilen Potentialwert (U_2) ein, bei dem die Eindringtiefe der Primärelektronen gerade x_0 ist. Da nun die Messungen bei Isolatoren ein Steigen von U_s ergeben, muß ein Anlaß vorhanden sein, Sekundärelektronen aus einer Tiefe durch die Oberfläche in das Vakuum gelangen zu lassen, die $> x_0$ ist. Diesen Anlaß gibt das sich zwischen Anode und Schirm infolge der Potentialdifferenz ΔU ausbildende elektrische Feld. Es endet nicht wie bei den Metallschirmen auf der Oberfläche, sondern kann sich noch in den Isolator hinein erstrecken bis zu einer Tiefe, in der der größte Teil der Primärelektronen zur Abbremsung gelangt. Die durch Primärstoß ausgelösten Elektronen erfahren durch das im Innern des Isolators herrschende Feld $\mathfrak{E}_i$ eine zusätzliche Beschleunigung in Richtung nach der Anode.

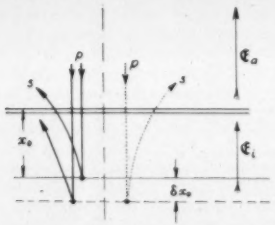

Fig. 16. Vergrößerung der Auslösungstiefe von Sekundärelektronen bei elektrischem Zugfeld $\mathfrak{E}_i$.

Elektronen, die normalerweise den Schirm aus einer Tiefe $> x_0$ nicht mehr verlassen können, vermögen bei Vorhandensein von $\mathfrak{E}_i$ noch einen Weg $x_0 + \delta x_0$ zu überwinden (Fig. 16). Je stärker $\mathfrak{E}_i$ ist, um so größer wird die zusätzliche Wegstrecke δx_0. Das Schirmpotential U_s steigt daher in positiver Richtung an, und zwar soweit, bis die Primärelektronen eine Voltgeschwindigkeit und damit eine Eindringtiefe erreicht haben, aus der gerade noch eine gleichgroße Anzahl von Sekundärelektronen den Schirm wieder verlassen kann.

Das äußere Feld zwischen Anode—Schirm (Abstand d) könnte durch den Ansatz

$$\mathfrak{E}_a = \frac{\Delta U}{d}\left(\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}\right) \tag{11}$$

gegeben sein, wenn die Flächen von Anode und Schirm sehr ausgedehnt wären (idealer Plattenkondensator). Im hier vorliegenden Falle tritt aber eine Streuung der Kraftlinien auf, so daß nur ein Bruchteil $\varkappa$ der Feldintensität in Rechnung zu setzen ist:

$$\mathfrak{E}_a = \varkappa \frac{\Delta U}{d}. \tag{11a}$$

Da nun das im Isolator befindliche Feld $\mathfrak{E}_i = \frac{1}{\varepsilon}\mathfrak{E}_a$ (ε = Dielektrizitätskonstante) ist, wenn die verstreuten Ladungen vernachlässigt werden, so würde eine Änderung des im materiefreien Raume verlaufenden Feldes $\mathfrak{E}_a$ eine annähernd proportionale Änderung von $\mathfrak{E}_i$ hervorrufen.

Bei gleichen Potentialdifferenzen ΔU zwischen Schirm—Anode können nach Gleichung (11a) verschieden starke Zugfelder $\mathfrak{E}_a$ bzw. $\mathfrak{E}_i$ erzeugt werden, wenn der Abstand d verändert wird. Beispielsweise müßte eine Intensitätsverstärkung von $\mathfrak{E}_a$ infolge Abstandsverkleinerung von d nach obigen Überlegungen eine stärkere Schlüpfung des Schirmpotentials U_s und damit eine Verminderung von ΔU bewirken.

In der Diagrammdarstellung Fig. 15 entsprechen kleinere Werte ΔU aber auch kleineren Anstiegswinkeln α. Im eben genannten Beispiel würde das einen flacheren Verlauf der Potentialgeraden im Gebiete $U_a > U_2$ bedeuten.

Durch eine größere Reihe von Messungen sind die obigen Erörterungen auf ihre Gültigkeit geprüft worden. Die Versuche sollen zeigen, ob eine Änderung des Anstiegswinkels durch Intensitätsänderung des Zugfeldes, oder — was gleichbedeutend damit ist — durch Abstandänderung d hervorgerufen werden kann. Zu diesem Zwecke war der Leuchtschirm S (Fig. 14) in einem Lager verschiebbar angeordnet. Durch einen seitlich am Rohr angeordneten vakuumdichten Drehkonus konnte der Schirm auch während des Versuches mit Hilfe einer Zahnradübertragung in seinem Abstand zur Anode verändert werden.

Aus einer Anzahl von Versuchsergebnissen sind zwei Beispiele herausgegriffen (Leuchtstoffe

Zn-Silikat und *Ca*-Wolfram) und in der Fig. 17a, b aufgezeichnet; weil hierbei nur der Verlauf der nach U_2 ansteigenden Geraden interessiert, ist der vordere Teil der Aufladekurve fortgelassen. Da aus erwähnten Gründen der Punkt U_2 Verschiebungen unterliegt, sind in den Diagrammen

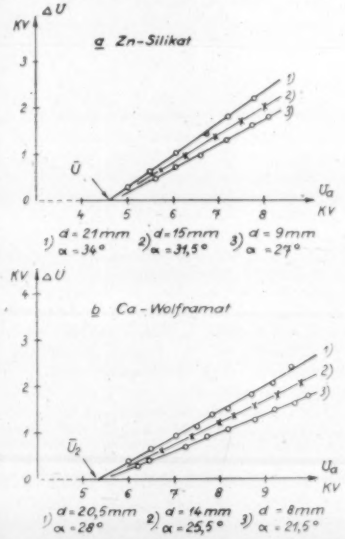

Fig. 17a und b. Abhängigkeit des Anstiegwinkels α vom Abstand Anode–Schirm d.

zur besseren Übersicht alle Geraden einer zusammengehörenden Schar durch Parallelverschiebung in ein $\overline{U_2}$ als Ausgangspunkt gelegt, welches den Mittelwert aller U_2 darstellt. Die unter der Fig. 17 angegebenen Abstände d (in mm) sind die durch Messung gefundenen, auf einen idealen Plattenkondensator reduzierten Abstände. Die Geradenscharen zeigen in der Tat ein Abnehmen der Anstiegswinkel mit der Abstandsverringerung zwischen Schirm und Anode. Die Steigung der Geraden wird mit wachsendem Abstand immer steiler und müßte schließlich bei $\alpha = 45°$ ihren größten Wert annehmen. Da nun das Feld $\mathfrak{E}_a$ bzw. $\mathfrak{E}_i$ praktisch nie völlig verschwindet, bleibt die Steilheit immer unterhalb 45°.

Bei Isolatoren, deren Oberfläche von regellos angeordneten Kriställchen gebildet werden (z. B. Leuchtpulver), muß an deren Spitzen bzw. scharfen Kanten ein verstärktes elektrisches Zugfeld bestehen. Eine Erhöhung von $\mathfrak{E}_a$ sollte aber eine Verminderung von α bewirken. Im weiteren muß man bei pulverisierten Substanzen auch auf eine Verlagerung von U_2 nach höheren Spannungen gegenüber der gleichen Substanz schließen. Der Grund liegt darin, daß bei den im Mittel schräg zur Einfallsrichtung des Kathodenstrahles liegenden kleinen Begrenzungsflächen der Pulverteilchen eine größere Geschwindigkeit der Primärelektronen erforderlich ist, den Wert 1 des Sekundäremissionsfaktors zu erreichen, als bei senkrechter Inzidenz in eine ebene Oberfläche.

Diese beiden Vermutungen werden durch einen Versuch bestätigt: der Verlauf der Potentialgeraden ist im ersten Falle für einen aus einer ebenen Glasplatte bestehenden Schirm, im zweiten Falle für eine aus dem gleichen Glas hergestellte Schicht aus grobem Pulver aufgenommen. Die Messungen (Fig. 18) ergeben für die Glasplatte die Werte $U_2 = 2300$ V und $\alpha = 39°$, beim Glaspulver $U_2 = 3700$ V und $\alpha = 26°$.

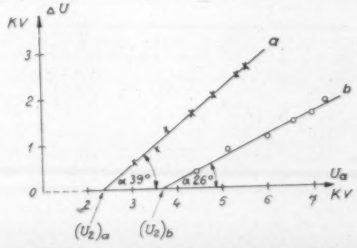

Fig. 18. Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit auf α und U_2. a) ebene Oberfläche; b) Glaspulver.

d) Einfluß der Schirmaufladung auf die Lichtausbeute

Die Leuchtdichte L (HK/cm^2) eines vom Kathodenstrahl getroffenen Schirmflächenstückes hängt von der Stromstärke i und von der Beschleunigungsspannung U_a ab. Bei konstant gehaltenem U_a ergeben die Messungen einen streng linearen Zusammenhang zwischen L und i, sofern die Stromdichte i des Primärstrahles den Betrag 10 mA/cm² nicht wesentlich überschreitet. Die Spannungsabhängigkeit der auf die Stromeinheit reduzierten Leuchtdichte L/i ist anfangs eine quadratische:

$$\frac{L}{i} = A(U_a - U_0)^2; \qquad (12)$$

hierbei ist A eine Materialkonstante und U_0 das Schwellenpotential, unterhalb dessen eine Lumineszenz nicht mehr angeregt wird. Je nach

Substanz liegt U_0 zwischen 200–700 V[1]). Von $U_a \approx 1200$ V an geht die Formel (12) in

$$\frac{L}{i} = A(U_a - U_0) \qquad (12a)$$

über. Ein Beispiel einer Helligkeitsmessung für Zn-Silikat mit Hilfe einer Photozelle ist in Fig. 19

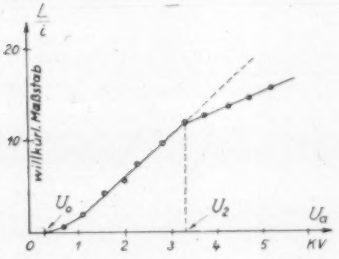

Fig. 19. Zusammenhang zwischen Leuchtdichte und U_a bei isolierten Leuchtschirmen.

dargestellt. Nach anfänglichem quadratischem, später linearem Anstieg von L/i mit U_a erfolgt bei einem Wert von U_a, der der oberen Knickpunktsspannung U_2 dieser Leuchtsubstanz entspricht, ein merkliches Abbiegen der Kurve von ihrem ursprünglichen Verlauf. Die Leuchtdichte steigt somit bei wachsender Anodenspannung nicht mehr in gleichem Maße wie vorher, sondern folgt langsamer nach. Der Grund ist, nach Kenntnis der Aufladepotentiale des Schirmes leicht ersichtlich: Nach Erreichen der Spannung U_2 steigt das Schirmpotential wesentlich langsamer an. Die mit U_a beschleunigten Primärelektronen prallen nur mit einer Geschwindigkeit auf, die dem Schirmpotential U_s entspricht, also kleiner als U_a ist.

In der Gleichung (12a) ist U_a durch U_s zu ersetzen:

$$\frac{L}{i} = A(U_s - U_0). \qquad (12b)$$

Zeigte das Schirmpotential wie bei Metallen keine Schlüpfung, so würde die Lichtausbeute der Leuchtsubstanz nach Überschreiten von U_2 konstant bleiben. Bei den Leuchtstoffen hat – für den Fall des unbewegten Kathodenstrahles – eine Steigerung von U_a über U_2 hinaus doch noch eine, wenn auch geringere Erhöhung der Lichtausbeute zur Folge.

1) Vgl. H. Rupp, Die Leuchtmassen und ihre Verwendung. Verlag Gebr. Borntraeger, Berlin 1937.

e) Wanderung von U_2 mit der Bestrahlungsdauer

Die Lage des oberen Knickpunktes ist, wie erörtert, von bestimmendem Einfluß auf die Lichtausbeute. Dauerbestrahlungsversuche von Leuchtsubstanzen zeigen nun ein Abwandern von U_2 in Richtung niedriger Spannungswerte. So ergab eine Messung beispielsweise den Anfangswert von U_2 bei Willemit zu 6900 V und den nach einer Stunde Bestrahlungszeit asymptotisch erreichten Endwert zu 3800 Volt.

Der Grund zu diesem Verhalten liegt darin, daß bei den Substanzen eine wachsende Ausfällung von Metall stattfindet und sich zunächst hauptsächlich an der Schirmoberfläche durch eine zunehmende Schwärzung bemerkbar macht. Nach den Angaben in Tabelle S. 631 liegen die U_2-Punkte für Metalle im allgemeinen tiefer als bei den Leuchtpulvern (2000–4000 V). Bei zunehmender Bestrahlungszeit wird der obere Knickpunkt in seiner Lage immer stärker von der abgeschiedenen Metallmenge beeinflußt und sinkt daher auf niedrigere Potentialwerte. Dadurch wird die Helligkeit des Leuchtfleckes mit dem Absinken von U_2 ebenfalls herabgesetzt.

5. Ermüdungserscheinungen der Leuchtstoffe infolge Elektronenbestrahlung

a) Experimentell ermittelter Verlauf der Leuchtstoffermüdung

Bei den Leuchtstoffen macht sich neben den eben beschriebenen Erscheinungen auch dann ein merkliches Absinken ihrer Leuchtfähigkeit mit der Bestrahlungsdauer bemerkbar, wenn die Beschleunigungsspannungen unterhalb des oberen Knickpunktes liegen und somit die Wanderung von U_2 nicht die Ursache sein kann.

Äußerlich zeigen die vom Kathodenstrahl getroffenen Schirmstellen auch hierbei eine mit der Zeit wachsende Schwärzung, die nach Lenard durch Ausfällen von Metall aus der Grundsubstanz hervorgerufen wird. Den Rückgang der Leuchtfähigkeit bezeichnet man allgemein mit „Ermüdung". Als Maß für die Lebensdauer der Leuchtschirme ist die Kenntnis des Ermüdungsverlaufes wichtig.

Zur Messung dieser Erscheinung wurde das vom Kathodenstrahl in der Leuchtschicht erzeugte Lumineszenzlicht mit einer hinter dem Leuchtschirm befindlichen Sperrschichtphotozelle aufgenommen und der hierin erzeugte Photostrom durch ein hochempfindliches Galvanometer angezeigt. Der Ausschlag des Strominstrumentes ist somit ein Maß für den von der Leuchtschicht ausgehenden und in der Durchsicht aufgenommenen Lichtstrom. Die Proportionalität zwischen Lichtstrom und Photostrom

konnte durch einen Vorversuch bestätigt werden. W. Grotheer[1]) führte an mehreren Leuchtstoffen Messungen über die Ermüdungserscheinungen durch. Der Kurvenverlauf ist für 3 Substanzen als Beispiel in Fig. 20 aufgeführt. Die

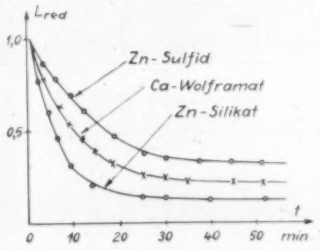

Fig. 20. Ermüdungsverlauf verschiedener Leuchtsubstanzen.

Spannung $U_a = 1600$ V liegt unterhalb U_2; die Stromstärke des Kathodenstrahles ($\varnothing = 3$ mm) betrug 50 μA.

Da die absoluten Werte der Leuchtschichten für die einzelnen Stoffe verschieden sind, ist zur besseren Vergleichsmöglichkeit die reduzierte Leuchtdichte (L_{rel}) als Ordinate gewählt, d. h. die Anfangswerte, die sich nach 1 min Bestrahlungsdauer einstellen, sind für alle Substanzen einheitlich $= 1$ gesetzt.

Allen Kurven gemeinsam ist der anfänglich starke Abfall der Leuchtdichte und das spätere Einbiegen in einen zur Abszisse nahezu parallelen Verlauf. Die Messungen ergaben weiterhin, daß die Ermüdung der getroffenen Schirmstellen um so rascher fortschreitet, je stärker der Strahlstrom gewählt ist. Weniger von Einfluß erwies sich die Größe der Beschleunigungsspannung U_a. Die bei konstantem Strahlstrom, aber verschiedenen Spannungen (U_a von 1000–10000 V) aufgenommenen Meßwerte weichen nur unwesentlich voneinander ab.

b) Einfluß der Lichtschwächung durch Metallausscheidung (Transparenz)

Zur Veranschaulichung des Leucht- und Ermüdungsvorganges seien einige kurze Überlegungen eingeschaltet.

Über den inneren Aufbau der Leuchtstoffe ist zwar eine endgültige Aussage auch bis jetzt noch nicht zu machen, doch läßt sich aus den zahlreichen in der Literatur geäußerten Ansichten etwa das folgende gemeinsame Bild entwerfen:

Die Kristallite der Leuchtsubstanzen bestehen aus einer Reihe kleiner Gitterblöcke, in deren aneinandergelagerten Grenzflächen gewisse Fugen vorhanden sind. In diese Fehlstellen lagern sich nun entweder Atome des zum Aktivieren spurenweise zugesetzten Fremdmetalles (*Ag*, *Mn*, *Cu* usw.) oder ein fehlplaciertes Metallatom der Grundsubstanz. Die Fehlstelle, ihre unmittelbare Umgebung und das eingelagerte Metallatom stellen ein „Leuchtzentrum" dar, also den Ausgangsort der Lichterzeugung im Leuchtstoff.

Die durch den Primärstrahl in die Substanz hineingetragene Energie löst Sekundärelektronen aus, von denen einige in die Leuchtzentren gelangen und dort Lumineszenzlicht erregen. Durch die Primärenergie wird nun gleichzeitig eine Ausfällung von Metallatomen aus der Grundsubstanz bewirkt, also beispielsweise aus Zinksulfid das Zinkatom. Hierdurch entsteht mit der Zeit eine Schwärzung der Leuchtschicht. Weiterhin werden einige der von ihrem ursprünglichen Platz im Gitterverband entfernten Metallatome in die Leuchtzentren einwandern bzw. sich davor ablagern. Die sonst in das Zentrum gelangende Lichtanregungsenergie wird dadurch absorbiert, und es tritt eine Unterbindung der Leuchtfähigkeit auf.

Je mehr Leuchtzentren auf diese Weise an der Lichtaussendung behindert sind, um so stärker ist die Ermüdung der Substanz vorgeschritten. Neben dem Rückgang der Leuchtfähigkeit durch den Ausfall der Leuchtzentren tritt noch eine Lichtschwächung infolge Schwärzung der Schicht hinzu.

Der Einfluß der Schwärzung kann gesondert bestimmt werden. Bestrahlt man gleichgroße Flächenstücke des Leuchtschirmes verschieden lange Zeiten, so zeigen diese Flächen entsprechend verschiedene Schwärzungen.

Die Lichtdurchlässigkeit (Transparenz) dieser Flächenstücke kann im durchfallenden Licht photometrisch ermittelt werden. Die Transparenz T der ungeschwärzten Schicht sei $= 1$ gesetzt. Dann gilt allgemein

$$T = \frac{L_s}{L_0} \left(= \frac{\text{Licht durch geschw. Schicht}}{\text{Licht d. ungeschw. Schicht}} \right). \quad (13)$$

Die Schwärzung sei proportional den ausgefällten Metallatomen m, die in der Leuchtschicht gleichmäßig verteilt angenommen sind.

Bei Undurchsichtigkeit der Schicht ($T = 0$) mögen m_1 ausgefällte Metallatome, die sich ihrerseits zu größeren Komplexen vereinigen können, vorhanden sein. Dann ist die zu einer bestimmten Bestrahlungszeit gemessene Transparenz

$$T = 1 - \frac{m}{m_1} = 1 - \varepsilon m \left(\frac{1}{m_1} = \varepsilon \right). \quad (14)$$

[1]) W. Grotheer, Zeitschr. f. Phys. 112, 9 u. 10, 541. 1939.

Ein Vergleich mit Gleichung (13) ergibt

$$\left.\begin{aligned} \frac{L_s}{L_0} &= 1 - \varepsilon m \\ L_0 &= \frac{L_s}{1 - \varepsilon m}. \end{aligned}\right| \qquad (15)$$

Die in der Schicht erzeugte Leuchtdichte ist demnach gleich der photometrisch ermittelten, geteilt durch den Wert der jeweiligen Transparenz.

Die Gleichung (15) bedarf aber noch einer Korrektion, wenn man bedenkt, daß das Licht einer zum Strahlen angeregten Leuchtschicht von Zentren ausgeht, die gleichmäßig verteilt innerhalb der Schicht liegen. Dieses von innen her kommende Licht erleidet eine geringere Absorption, als dasjenige, welches beim Photometrieren von außen her die gesamte Schicht durchlaufen muß. Zur Ermittlung der Größe dieses Absorptionsanteiles sei die nachfolgende kurze Berechnung eingeschaltet.

Eine strahlenerzeugende und gleichzeitig absorbierende Schicht der Länge l und der Fläche 1 cm² sende in einer Richtung die Lichtintensität I_0 pro Volumeneinheit aus (Fig. 21). In irgend-

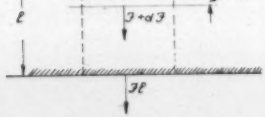

Fig. 21. Zur Berechnung der Transparenz. ($\mathfrak{J}$ = Lichtstrom).

einem Abstand von der Oberfläche wird in einer Schichtdicke dl der Intensitätsanteil

$$d\mathfrak{J}_a = -\gamma\,\mathfrak{J}\,dl$$

absorbiert (γ = Absorptionskoeffizient) und

$$d\mathfrak{J}_{str} = \mathfrak{J}_0 dl$$

von der gleichen Schicht ausgestrahlt. Die Gesamtänderung der Intensität ist somit

$$d\mathfrak{J} = \mathfrak{J}_0 dl - \gamma\,\mathfrak{J}\,dl = (\mathfrak{J}_0 - \gamma\,\mathfrak{J})\,dl. \qquad (16)$$

Die aus der Schicht von der Länge l austretende Intensität ist das Integral von Gleichung (16):

$$\mathfrak{J}_l = \frac{\mathfrak{J}_0}{\gamma}\,(1 - e^{-\gamma l}),$$

bzw., wenn $\gamma = \frac{1}{l_0}$ gesetzt wird

$$\mathfrak{J}_l = \mathfrak{J}_0 l_0 \left(1 - e^{-\frac{l}{l_0}}\right). \qquad (17)$$

In den meisten Fällen ist nun $\gamma \ll 1$, also $l_0 \gg 1$. Es läßt sich somit $e^{-\frac{l}{l_0}}$ in eine Reihe entwickeln:

$$\mathfrak{J}_l = \mathfrak{J}_0 l_0 \left[1 - 1 + \left(\frac{l}{l_0}\right) - \left(\frac{l}{l_0}\right)^2 \cdot \frac{1}{2!} + \cdots\right]$$

oder angenähert

$$\mathfrak{J}_l \approx \mathfrak{J}_0 l \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{l}{l_0}\right). \qquad (18)$$

Von der gesamten erzeugten Lichtintensität $\mathfrak{J}_0 l$ ist somit der Bruchteil $\frac{1}{2} \cdot \frac{l}{l_0}$ abzuziehen; es verbleibt der Restteil $\mathfrak{J}_l$, welcher aus der Leuchtschicht hervortritt.

Schickt man andererseits von außen her eine Fremdlichtmenge von der Größe $\mathfrak{J}_0 l$ durch die gleiche Schicht, die aber nur absorbierend, nicht lichterzeugend angenommen werden soll, so wird nur der Differentialansatz

$$d\mathfrak{J} = -\gamma\,\mathfrak{J}\,dl$$

von der Gleichung (16) nachbleiben.

Nach Durchlaufen der Schichtlänge l tritt die geschwächte Lichtintensität

$$\mathfrak{J}_l' = \mathfrak{J}_0 l \cdot e^{-\frac{l}{l_0}} \qquad (19)$$

aus. Macht man wieder eine Reihenentwicklung und bricht nach dem 2. Gliede ab, so ergibt sich

$$\mathfrak{J}_l' \approx \mathfrak{J}_0 l \left(1 - \frac{l}{l_0}\right). \qquad (20)$$

Diese Gleichung entspricht nun der bei der Transparenzbetrachtung aufgestellten Formel (15).

$\mathfrak{J}_0 l$ ist gleich der Leuchtdichte L_0 bei ungeschwärzter Schicht und $\mathfrak{J}_l'$ gleich der beobachteten Leuchtdichte bei geschwärzter Schicht. Der Faktor $1 - l/l_0$ ist somit der entsprechende Transparenzanteil $T = 1 - \varepsilon m$ in Gleichung (15).

Aus der Gleichung (18) ergab sich für den Fall der Eigenlichterzeugung innerhalb der Schicht eine Transparenz

$$T = 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{l}{l_0}.$$

Die korrigierte Gleichung (15) erhält somit die Form

$$L_0 = \frac{L_s}{1 - \frac{\varepsilon m}{2}}. \qquad (21)$$

Das bedeutet aber, daß die Schwächung des Lumineszenzlichtes infolge der Schichtschwärzung kleiner ausfällt, als die beim Photometrieren erhaltene Absorption des durch die Schicht geschickten Fremdlichtes.

Eine experimentell aufgenommene Transparenzkurve ist in Fig. 22 durch die mit T bezeichnete punktierte Linie gezeigt. Auch hier ist der Anfangswert der Transparenz nach 1 min Bestrahlungsdauer wie bei der Leuchtdichte = 1

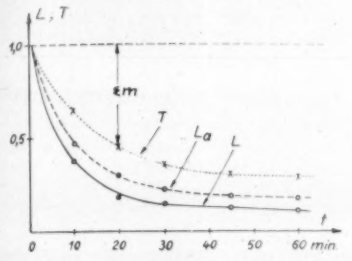

Fig. 22. Konstruktion der absoluten Ermüdungskurve (L_a) unter Berücksichtigung des Transparenzanteiles (T).

gesetzt, um eine unmittelbare Vergleichsmöglichkeit aller Lichtintensitäten zu erlangen. In die gleiche Figur ist ebenfalls eine allgemeine Ermüdungskurve eingezeichnet (L, ausgezogene Linie). Mit Hilfe der L- und T-Kurve läßt sich nun der Verlauf der Leuchtfähigkeitsabnahme der Schirmsubstanz konstruieren, wie er bei Abwesenheit zusätzlicher lichtabsorbierender Metallteilchen in der Schicht vor sich gehen würde. Die Ordinaten der T-Kurve sind durch den Ausdruck $1 - \varepsilon m$ gegeben; infolgedessen ist der Wert εm graphisch zu ermitteln als Abstand der Kurvenpunkte von der durch $T = 1$ gezogenen Parallelen zur Abszissenachse. Hieraus errechnet sich $(1 - {}^1/_2\,\varepsilon m)$. Dividiert man die zugehörenden Werte von L durch diesen Ausdruck, so ergibt sich nach Gleichung (21) der entsprechende Ordinatenwert für die absolute Ermüdungskurve L_a (gestrichelte Linie).

Ein Vergleich der L- und L_a-Kurven zeigt, daß die Lichtschwächung infolge der Ausfällung von Metallatomen zwar ein verstärktes Absinken der Leuchtdichte mit der Bestrahlungszeit hervorruft, jedoch keinesfalls die alleinige Ursache der Ermüdungserscheinung sein kann. Wie zu Anfang ausgeführt, muß als Hauptursache die Störung der Leuchtzentren durch ein- bzw. vorgelagerte, durch Primärstoß aus dem Gitterverband entfernte Metallatome angesehen werden.

c) Regeneration gestörter Leuchtzentren

Die durch Konstruktion gefundenen absoluten Ermüdungskurven für die verschiedenen untersuchten Leuchtstoffe zeigen — nach einem anfangs starken Abfall der Leuchtdichte — einen parallel zur Zeitachse verlaufenden Kurvenast. Dieser von Null verschiedene Endwert deutet darauf hin, daß hier offenbar ein der Ermüdung entgegenlaufender Prozeß der Regeneration vorhanden sein muß. Die Möglichkeit der Rückbildung gestörter Leuchtzentren ist gegeben, wenn ein Teil der vor- bzw. eingelagerten Metallatome wieder seinen ursprünglichen Platz im Kristallgitter einnimmt. Die Rückwanderung ist wahrscheinlich durch thermische Bewegung verursacht. Gestützt wird diese Annahme durch die Tatsache, daß lange Zeit in Betrieb gewesene Leuchtschirme ihre Leuchtfähigkeit annähernd wieder erlangen, wenn diese im Hochvakuum bis nahe der Schmelztemperatur des Glases ($\approx 360°$) erhitzt werden. Hierbei ist ebenfalls ein merklicher Rückgang der Schwärzung festzustellen.

Die beiden gegenläufigen Prozesse der Ermüdung und Erholung der Leuchtsubstanzen seien noch etwas näher formuliert.

Es soll die Annahme gemacht werden, daß die in der Zeiteinheit aus der Grundsubstanz abgeschiedenen Metallatome m der Zahl der auftreffenden Primärelektronen, d. h., der Stromdichte i des Kathodenstrahles proportional ist. Der Ermüdungsvorgang ist dann ausgedrückt durch

$$-\frac{dm_1}{dt} = \beta i\,.$$

Zu gleicher Zeit wird aber ein Bruchteil α der jeweilig ausgelösten Metallatome wieder in das Kristallgitter eingebaut und gibt dadurch die gestörten Leuchtzentren wieder frei. Dieser Erholungsprozeß ist gegeben durch den Ansatz

$$\frac{dm_2}{dt} = -\alpha m$$

(α = Regenerationsfaktor). Die Gesamtmenge der in der Zeiteinheit umgesetzten Metallatome ist somit

$$\frac{dm}{dt} = \beta i - \alpha m\,. \tag{22}$$

Die Integration ergibt

$$m = \frac{\beta i}{\alpha}\,(1 - e^{-\alpha t})\,. \tag{23}$$

Den Zusammenhang zwischen m und der Abnahme der absoluten Leuchtdichte läßt folgende Überlegung noch deutlicher werden: Es sei N die anfängliche Zahl der in der Raumeinheit der Leuchtschicht befindlichen Zentren und n die zu irgendeiner Zeit t die den ausgelösten Metallatomen m proportionale Zahl der gestörten Leuchtzentren. Die Leuchtdichte ist zu irgendeiner Zeit gegeben durch

$$L_a = c_1 (N - n)\,. \tag{24}$$

Da $n = c_2 m$ angenommen war, folgt

$$L_a = c_1 (N - c_2 m) , \qquad (25)$$

wobei c_1, c_2 Konstante bedeuten.

Unter Verwendung von Gleichung (23) wird die letzte Gleichung zu

$$L_a = c_1 \left| N - \frac{c_2 \beta i}{\alpha} \left(1 - e^{-\alpha t} \right) \right| . \qquad (25a)$$

Setzt man zur Abkürzung $\frac{c_2 \beta i}{\alpha} = G$, so folgt nach kurzer Umformung

$$L_a - c_1 (N - G) = c_1 G e^{-\alpha t} . \qquad (26)$$

Für $t = \infty$ ist

$$L_a = L_{a\infty} : \qquad L_{a\infty} = c_1 (N - G)$$

und

$$(L_a - L_{a\infty}) = c_1 G e^{-\alpha t}$$

und schließlich, wenn $c_0 = \ln c_1 G$ gesetzt wird,

$$\ln (L_a - L_{a\infty}) = - \alpha t + c_0 . \qquad (27)$$

Eine ganz ähnliche Rechnung führt für den Ansatz von $T = (1 - \varepsilon m)$ [vgl. Gleichung (14)] zu der analogen Endformel

$$\ln (T - T_\infty) = - \alpha t + c_0' . \qquad (28)$$

Trägt man in ein Diagramm die durch Messung gewonnenen Werte $\ln (L_a - L_{a\infty})$ bzw. $\ln (T - T_\infty)$ gegen t ein, so müssen sich zwei Geraden mit den gleichen Steigungen α ergeben. Das ist, wie W. Grotheer in seiner Dissertation näher ausgeführt hat, experimentell bestätigt. Der Wert für den Regenerationsfaktor α (*Zn*-Silikat) ergibt sich zu 0,047/min. Damit steht auch die Annahme, daß die Auslöschung von Leuchtzentren der Zunahme der die Schwärzung hervorrufenden Metallkomplexe proportional ist, nicht im Widerspruch zu den Versuchsergebnissen.

Aus der Gleichung (25a) läßt sich noch ein weiterer Schluß ziehen. Die Leuchtdichte ist zu Beginn der Bestrahlung ($n = 0$)

$$L_{a0} = c_1 N ,$$

andererseits nach sehr langer Bestrahlungsdauer ($t = \infty$)

$$L_{a\infty} = L_{a0} - \frac{c_1 c_2 \beta}{\alpha} i$$

oder bei der Abkürzung

$$\frac{c_1 c_2 \beta}{\alpha} = c_3 .$$

$$L_{a0} - L_{a\infty} = c_3 \cdot i . \qquad (29)$$

Die Differenz der Leuchtdichten $L_{a0} - L_{a\infty}$ ergibt sich hieraus als direkt proportional der Strahlstromdichte i. Dieses theoretisch gefundene Ergebnis ist durch eine Messung überprüft worden.

Für *Zn*-Silikat sind bei einer Spannung von $U_a = 1500$ V 3 Ermüdungskurven für die Ströme 280, 580 und 1100 μA unter Einhaltung eines konstanten Strahlquerschnittes von $\varnothing = 32$ mm aufgenommen (Fig. 23).

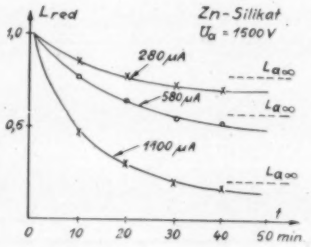

Fig. 23. Ermüdungskurven bei drei verschiedenen Stromstärken.

Die Endwerte der absoluten Leuchtdichte sind unter Herausnahme des Transparenzanteiles aus den entsprechenden Werten der allgemeinen Ermüdungskurve berechnet und durch die mit $L_{a\infty}$ bezeichneten, parallel zur t-Achse verlaufenden gestrichelten Linien angedeutet. Eine Auftragung der aus Fig. 23 entnommenen Werte für $L_{a0} - L_{a\infty}$ und i ist in Fig. 24 ausgeführt.

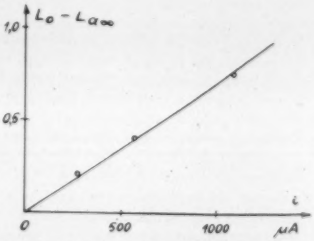

Fig. 24. Absolute Ermüdung $L_{a\infty}$ im Zusammenhang mit i.

Wie durch Gleichung (28) gefordert, liegen die Meßpunkte auf einer Geraden, die durch den Nullpunkt des Koordinatensystems geht. Auch damit scheint eine hinreichende Bestätigung der über den Ermüdungs- bzw. Regenerationsprozeß der Leuchtstoffe gemachten Annahmen gegeben zu sein.

Zusammenfassung

Die Beobachtung, daß auf dem isolierten Schirm einer hochvakuierten Braunschen Röhre durch den Kathodenstrahl eine dauernde Lumineszenzerscheinung hervorgerufen werden kann, läßt auf ein Schirmpotential schließen, das höher als dasjenige der Kathode sein muß.

Es stehen hierbei zwei Fragen zur Beantwortung, und zwar

1. in welchem Zusammenhang das Schirmpotential mit der Beschleunigungsspannung des Kathodenstrahles steht und
2. durch welchen Vorgang der Abtransport der dem Schirm durch den Strahl zugeführten Ladungen zustande kommt.

Im weiteren ist der Zusammenhang der Lichtausbeute einmal mit der Elektronengeschwindigkeit, zum anderen mit der Zeitdauer der Bestrahlung festgestellt und gedeutet worden.

Der Abladungsvorgang bei isolierten Schirmen wird der Sekundäremission zugeschrieben.

Zur Erlangung eines Überblickes über den Verlauf der Sekundäremission sind zu Beginn Untersuchungen an Metallschirmen angestellt, da hier die Ermittlung des Sekundäremissionsfaktors $\eta_i = \frac{i_s}{i_p}$ durch Strommessung möglich ist. Das Ergebnis ist, daß vor und nach Erreichen eines Maximums $\left(\frac{i_s}{i_p} > 1\right)$ η_i Werte annimmt, die < 1 sind.

Eine Überlegung führt zu einer mathematischen Formulierung der Sekundäremissionskurve, die das experimentelle Ergebnis angenähert wiedergibt. Hiermit kann auch der gemessene Verlauf von η_i bei schräger Inzidenz des Primärstrahles hinreichend erklärt werden.

Anschließend erfolgten Messungen der Aufladepotentiale isolierter Metallschirme. Es zeigte sich, daß der Schirm zunächst bei Steigern der Anodenspannung ungefähr auf Kathodenpotential verweilt, dann aber plötzlich Anodenspannung annimmt (unterer Knickpunkt), mit dieser gleichmäßig ansteigt und bei einer bestimmten Spannung U_2 nicht mehr folgt (oberer Knickpunkt).

Während U_2 sich in der Einstellung stabil erweist, ist der untere Knickpunkt nur dann reproduzierbar zu erhalten, wenn U_a von höheren nach niedrigen Werten absteigt.

Das Verhalten der Aufladung kann mit Hilfe der Sekundäremission in allen Gebieten erklärt werden, auch sind die Gründe der instabilen Einstellung des unteren Knickpunktes durch eine Bilanz der zu- und abfließenden Schirmströme klargelegt.

Bei Isolatoren (Leuchtsubstanzen) findet man für die Aufladung dem Metall ganz analoge Verhältnisse. Die Messung wird mit einer in der Versuchsröhre selbst befindlichen Elektrometeranordnung durchgeführt.

Als einzige Abweichung im Aufladeverlauf gegenüber den Metallen ergibt sich, daß das Schirmpotential auch noch nach Erreichen von U_2 eine Schlüpfung mit U_a aufweist.

Als Ursache wird das sich in den Isolator fortsetzende und auf die Sekundärelektronen einwirkende Feld zwischen Schirm und Anode vermutet. Versuche mit verschieden starken elektrischen Feldern, hervorgerufen durch Abstandsvariation des Schirmes gegen die Anode, bestätigen die Vermutung.

Der Zusammenhang zwischen der auf die Einheit des Strahlstromes bezogenen Leuchtdichte mit der Anodenspannung ist durch

$$\frac{L}{i} = A\,(U_a - U_0)^n$$

gegeben. Bis etwa 1200 Volt ist $n = 2$, dann folgt ein linearer Anstieg ($n = 1$). Beim Überschreiten des oberen Knickpunktpotentials tritt ein merkliches Abweichen der Leuchtdichte vom ursprünglichen Verlauf ein, da die Schirmspannung dem U_a langsamer nachfolgt.

Eine Verminderung der Leuchtdichte tritt mit der Bestrahlungsdauer ein, weil U_2 durch Ausfällung von Metallatomen aus der Grundsubstanz langsam nach niedrigen Werten wandert.

Auch bei Beschleunigungsspannungen, die unterhalb U_2 liegen, tritt mit der Zeitdauer der Elektronenbestrahlung ein merklicher Rückgang der Leuchtfähigkeit der Schirmsubstanzen auf. Dieser „Ermüdungsvorgang" ist experimentell durch eine größere Zahl von Messungen bei allen Leuchtsubstanzen festgestellt. Eine gleichzeitig auftretende Schwärzung infolge Metallausfällung gibt eine zusätzliche Lichtschwächung. Dieser Anteil wird photometrisch ermittelt (Transparenzkurve). Man erkennt, daß diese Schwärzung nicht die alleinige Ursache der Verminderung der Leuchtdichte ist; vielmehr wird die völlige oder zeitweilige Störung der in der Substanz befindlichen Leuchtzentren durch die Vor- bzw. Anlagerung der aus dem Gitterverband durch Primärstoß entfernten Metallatome bewirkt.

Unter Berücksichtigung der Lichtschwächung durch die ausgeschiedenen Metallkomplexe kann aus dem durch Messung gefundenen Verlauf die absolute Ermüdung konstruiert werden. Die so erhaltenen Kurven zeigen für längere Bestrahlungszeiten einen der Abszisse parallelen Verlauf,

der auf einen der Ermüdung entgegenwirkenden Prozeß der Regeneration schließen läßt.

Diese „Erholung" der Substanzen, hervorgerufen durch die teilweise Rückwanderung der vor oder in den Leuchtzentren abgelagerten Metallatome, kann durch gewisse einfache Annahmen mathematisch formuliert werden. Die sich ergebenden theoretischen Folgerungen sind durch Experimente hinreichend gut bestätigt.

Dem Direktor des Instituts, Herrn Prof. Dr. H. G. Möller, bin ich für sein stetes Interesse an den vorliegenden Untersuchungen zu Dank verpflichtet; auch möchte ich an dieser Stelle der Fernseh A.-G. (Berlin) für fördernde Unterstützung meinen Dank ausdrücken.

Hamburg, Juni 1939, Institut für angewandte Physik an der Hansischen Universität.

(Eingegangen 17. August 1939)

Beobachtungen und Untersuchungen an Kristalldetektoren

Von H. Klumb

Inhaltsangabe

Mit dem Ziel der Herstellung möglichst empfindlicher und konstanter Kristalldetektoren zur Gleichrichtung von Frequenzen von 10^8 bis 10^{11} Hz werden an einer größeren Anzahl von Wolfram-Silizium-Detektoren die für die Empfindlichkeit und Konstanz maßgebenden Beziehungen ermittelt. Es gelingt durch Einschluß von Kristall-Metall-Kombinationen in zähflüssige oder plastische Substanzen, die bekannte Störanfälligkeit des Kristalldetektors gegenüber mechanischen und thermischen Beanspruchungen praktisch vollständig zu beseitigen und Detektoren zu schaffen, die bei Gleichstrombelastung von 1 bis 5 mA im Frequenzbereich von 10^3 bis 10^{11} Hz als Gleichrichter verwendbar sind.

Für die Gleichrichtung von kleinen Wechselströmen ist der Kristalldetektor infolge seiner Frequenzunabhängigkeit und Einfachheit besonders geeignet[1)2)3)]. Dies gilt vor allem für das Frequenzgebiet von 10^9 bis 10^{11} Hz, wo die Verwendung anderer Nachweis- und Gleichrichteverfahren zum Teil schwierig wird oder erhebliche apparative Aufwendungen erfordert, wogegen nach Beobachtungen von Cleeton und Williams[4)], Esau und Mitarbeitern[5)] sowie eigenen Untersuchungen, der Kristalldetektor noch bis zu Frequenzen von 10^{11} Hz (Wellenlänge 5 bis 8 mm) brauchbar ist und erst bei Frequenzen größer als 10^{11} Hz unbrauchbar zu werden beginnt[1)]. Im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen hat J. Rottgardt[2)] die Brauchbarkeit einzelner Detektorkombinationen[3)] für Frequenzen von 10^8 bis 10^{10} Hz untersucht, wobei sich die Kombination Wolfram-Silizium als sehr brauchbar ergab.

Jedoch ist die Verwendbarkeit des Kristalldetektors bisher, vor allem für Meßzwecke durch seine Inkonstanz und seine Empfindlichkeit gegenüber äußeren Einflüssen (Erschütterungen usw.), erschwert (Störanfälligkeit).

Mit dem Ziel einer Aufklärung der Ursachen dieser Störanfälligkeit und, wenn möglich, ihrer Beseitigung wurden Untersuchungen an einer größeren Anzahl Kristalldetektoren (vorwiegend Wolfram-Silizium-Detektoren) im Frequenzbereich von 10^1 bis 10^{11} Hz durchgeführt, wobei gleichzeitig versucht wurde, durch Vergleich der Erfahrung mit einer Vielzahl von Detektoren zu allgemeinen Sätzen für ihr Verhalten im Gebiet höchster Frequenzen zu gelangen.

Empfindlichkeiten

Definiert man als Empfindlichkeit eines Detektors das Verhältnis der auftretenden Gleichspannungen zur zugeführten Wechselspannung, so ergeben die durchgeführten Beobachtungen hinsichtlich dieser Empfindlichkeiten folgendes:

1. Tastet man die Fläche des Detektorkristalles mit der Spitze ab, so treten für Frequenzen größer als 10^9 gute Wirkungsgrade nur an einer diskreten Zahl scharf lokalisierter Stellen auf, und zwar meist an Störstellen der Flächen (Erosionen, Ecken, Kanten und Bruchstellen).
2. Die Zahl der Stellen brauchbarer Empfindlichkeit ist für Frequenzen größer als 10^9 kleiner als für niedrige Frequenzen, hängt von Kristallart und Art der Fläche ab und kann für einzelne Detektorkombinationen so klein werden, daß das Auffinden von Stellen brauchbarer Empfindlichkeit im Gebiet höchster Frequenzen sehr schwierig wird.
3. Die für Frequenzen größer als 10^9 als empfindlich ermittelten Stellen des Kristalls besitzen eine ähnliche Empfindlichkeit im ganzen Frequenzbereich bis 10^1 Hz.

1) A. Güntherschulze, Elektrische Gleichrichter und Ventile, J. Springer, Berlin 1929; H. E. Hollmann, Physik und Technik der UK.-Wellen, Bd. 2, S. 5. J. Springer, Berlin 1936.

2) H. E. Hollmann, Naturwiss., S. 728, 1929.

3) E. A. Kopilowitsch und A. N. Tschernetz, Physik. Zeitschr. der UdSSR. **6**, 182, 1934.

4) C. E. Cleeton und N. H. Williams, Phys. Rev. **15**, 1091, 1937.

5) A. Esau und G. Bätz, Physik. Zeitschr. **38**, 774, 1937.

1) H. Klumb und B. Koch, Naturwiss. **29**, 543–548, 1939.

2) J. Rottgardt, Zeitschr. f. techn. Phys., 262, 1938.

3) Siehe hierzu auch L. W. Austin, Physik. Zeitschr. **8**, 600, 1907.

4. Eine für niedrige Frequenzen (10^1 bis 10^6 Hz) ermittelte Stelle guter Empfindlichkeit kann in vielen Fällen im Bereich hoher Frequenzen (größer als 10^9) unempfindlich sein.
5. Zerstört man durch einen äußeren Eingriff (Überlastung, Erschütterung) die Empfindlichkeit, so verschwindet zunächst die Empfindlichkeit für hohe Frequenzen, wogegen sie für niedrige Frequenzen in vielen Fällen erhalten bleibt und gegen Störungen weit unempfindlicher ist.

Diese Beobachtungen deuten darauf hin, daß das Auftreten brauchbarer Empfindlichkeiten bei sehr kurzen Wellen einen ganz bestimmten, lokal eng begrenzten und relativ leicht zerstörbaren Zustand der Berührungsfläche zwischen Auflagestelle und Spitze zur Voraussetzung hat. Versuche einer mikroskopischen Feststellung etwaiger charakteristischer Stellen blieben resultatlos.

Störungsursachen

Hinsichtlich der bei Detektoren beobachteten Empfindlichkeitsänderungen ergaben die Beobachtungen folgende Ursachen:

1. Makroskopische Verrückungen der Detektorspitze auf dem Kristall bei mechanischen (Stöße, Drucke) oder thermischen (Temperaturwechsel) Beanspruchungen, wobei sprunghafte Änderungen der Empfindlichkeit auftraten (Gegenmaßnahme: stabiler Einbau).
2. Kleine Vibrationen von Detektorspitze und Kristall unter Einwirkung mechanischer Erschütterungen (Zittern von Gebäuden und Fahrzeugen) oder häufiger Temperaturwechsel, die allmählich zu einer Zerstörung der Struktur der Auflagestelle führen und langsam verlaufende Empfindlichkeitsänderungen hervorrufen (Mahleffekt; Abschwächung durch Verwenden von Kristall und Spitzen großer Härte bzw. gleicher Härte).
3. Thermische Überlastung der Berührungsstelle beim Stromdurchgang, welche zu relativ langsam verlaufenden reversiblen oder irreversiblen Änderungen des Wirkungsgrades führt (Gegenmaßnahme: Verwendung von Materialien guter Wärmeleitfähigkeit und hoher Wärmefestigkeit).
4. Der elektrische Durchschlag der Sperrschicht, der momentan zu einer irreversiblen Zerstörung der Detektorempfindlichkeit führt (meist von 3. nicht scharf zu trennen).

Beseitigung der Störanfälligkeit

Zur Beseitigung der Störanfälligkeit wurden Detektoren in feste Substanzen (Wachse, Paraffine, Kunststoffe) eingebettet. Ihre Anfälligkeit gegenüber mechanischen Einflüssen wurde hierdurch praktisch völlig beseitigt. Die Messungen der Temperaturabhängigkeit der Empfindlichkeit solcher Detektoren für $\lambda = 12$ cm bei Temperaturen zwischen $-30°$ und $+50°$ ergaben jedoch in allen Fällen ein Verschwinden der Empfindlichkeit infolge der verschiedenen Ausdehnungskoeffizienten der Elektroden und der Vergußmassen.

Die Detektoren wurden hierauf in plastische oder zähflüssige Substanzen eingebettet (Koeffizient der inneren Reibung 10^3 bis 10^9). Hierbei ergab sich eine praktisch vollständige Beseitigung der mechanischen Störanfälligkeit sowie ein Verschwinden des oben erwähnten thermischen Effektes. Fig. 1 zeigt die hierbei verwendeten Detektorformen im Schema. Fig. 2 zeigt drei technisch ausgeführte Detektoren. Tabelle I zeigt das Ergebnis eines Schüttelversuches, wobei der Detektor auf einer Schüttelmaschine mit mechanischen Frequenzen von 25 bis 55 Hz und Beschleunigungen von 5 bis 12 g in verschiedenen Richtungen geschüttelt wurde und nach bestimmten Schüttelzeiten mit einem Magnetronsender von $\lambda = 11$ cm auf seine Empfindlichkeit untersucht wurde.

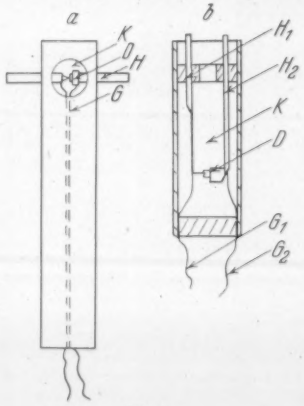

Fig. 1.

Tabelle I

Schüttelzeiten	Empfindlichkeiten
0	2,5 mA
5 min	2,5 mA
30 min	2,5 mA
5 min	2,5 mA
30 min	2,5 mA
60 min	2,5 mA

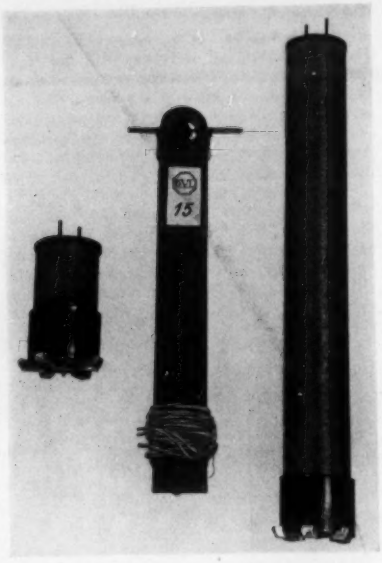

Fig. 2.

Desgleichen war bei einer Versuchsserie von sechs Detektoren bei einem Schütteln mit 12 g, 50 Hz über 60 Minuten die beobachtete Empfindlichkeitsänderung kleiner als 5 Proz. Tabelle II zeigt das Verhalten zweier derartiger Kristalldetektoren bei Temperaturwechsel.

Tabelle II

Behandlung	Empfindlichkeit
Bei Raumtemperatur	5 mA
30 min auf − 25°	5 mA
20 min auf + 75°	4 mA
15 min auf − 45°	5 mA
Bei Raumtemperatur	5,5 mA
25 min auf + 70°	5,5 mA
20 min auf − 40°	5,5 mA
15 min auf + 70°	5,2 mA

Fig. 3 zeigt die Kennlinien von fünf in der angegebenen Weise hergestellten Wolfram-Silizium-Detektoren.

Die Werte zeigen, daß auch bei plötzlichen Temperatursprüngen zwischen + 70° und − 40° die Detektorempfindlichkeit im wesentlichen erhalten bleibt. Keine der in dieser Weise hergestellten Detektoren zeigten bei Temperaturwechsel das bei fest vergossenen Detektoren beobachtete Nachlassen der Empfindlichkeit.

Tabelle III zeigt das Verhalten eines Detektors bei Gleichrichtung von Wechselstrom von 8000 Hz und gleichzeitigem Schütteln mit einer mechanischen Schüttelfrequenz von 5 g und 50 Hz bei konstant gehaltener Wechselstrombelastung.

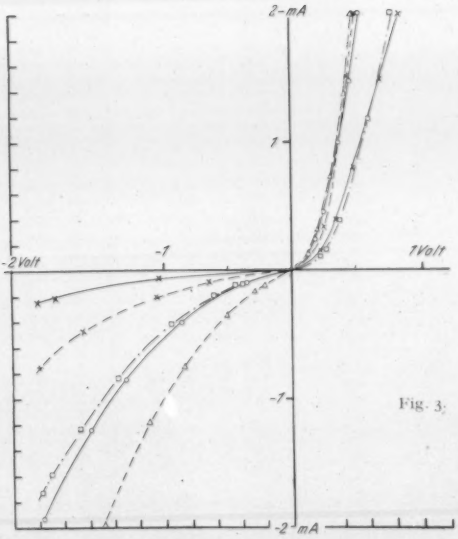

Fig. 3.

Tabelle III

Schüttelzeiten (in Min.)	Gleichgerichteter Strom
0	2,3 mA
10	2,3 mA
20	2,3 mA
30	2,35 mA
40	2,35 mA
50	2,40 mA
60	2,40 mA

Identische Ergebnisse erhält man bei der Gleichrichtung von Wechselströmen von 50 Hz.

Zur genaueren Untersuchung des Einflusses des Vergießens wurde eine Serie von 30 Detektoren mit elektrischen Wellen von 11 cm Wellenlänge beaufschlagt, deren Intensität mit Vakuumthermoelement auf Konstanz überwacht wurde, zunächst ohne und später mit Vergußmasse mit 3 g und 50 Hz mechanisch geschüttelt. Vor

dem Vergießen betrugen die beim Schütteln auftretenden unregelmäßigen Schwankungen des Detektorstromes im günstigen Fall im Mittel über alle Detektoren $\pm$ 10 Proz., wobei nach längerem Schütteln die Empfindlichkeit in vielen Fällen ganz auf Null zurückging. Nach dem Vergießen sinken diese Schwankungen auf Werte unter 0,5 Proz., d. h. das Niveau der Schwankungen der Senderintensität.

Störspannungsmessungen

Zur Untersuchung der am Detektor bei starken mechanischen Erschütterungen durch Kontaktschwankungen verursachten Störspannung wurde der Detektor mit Gleichstrom beschickt, mit 3 und 5 g und 50 Hz mechanisch geschüttelt und die hierbei auftretenden Störspannungen

1. im Tonfrequenzbereich mit einem Niederfrequenzverstärker (Verstärkungsfaktor 10^4), Telephon oder Voltmeter gemessen,
2. im Hochfrequenzbereich mit einem Hochfrequenzverstärker (Verstärkungsfaktor etwa 10^6) und Voltmeter gemessen.

Bei 1. lagen die auftretenden Störspannungen unter dem Störpegel des Verstärkers (klein gegen 10^{-4} Volt). Bei 2. lagen die Störspannungen unter der Röhrenrauschspannung des Hochfrequenzverstärkers.

Die Detektoren waren im ganzen Frequenzbereich von 10^3 bis 10^{11} Hz (9 mm Wellenlänge) brauchbar.

Die zulässigen Belastbarkeiten der Detektoren liegen bei etwa 5 mA, wobei jedoch kurzzeitig bei 10^9 Hz Ströme bis 25 mA, bei 50 Hz Ströme bis 100 mA ohne Empfindlichkeitsverluste ertragen wurden.

Zur Prüfung bei niedrigen Frequenzen wurden die Detektoren als Doppelweggleichrichter oder je vier Detektoren in Brückenschaltung mit Wechselspannungen von 1 bis 7 Volt bei Stromstärken von 0,8 bis 12 mA über längere Zeiten (bis 25 Stunden) belastet. Hierbei erwiesen sich einzelne Detektoren innerhalb eines Bereiches von $\pm$ 10 Proz. konstant, andere zeigten noch langsam verlaufende Empfindlichkeitsänderungen von etwa 50 Proz., ein Verhalten, das auf eine noch nicht optimale Auswahl der Vergußmasse und ungünstige Wärmeabfuhr zurückgeführt wird.

Lebensdauer

Eine Anzahl der beschriebenen Detektoren wird seit etwa einem Jahr zur Gleichrichtung und Empfang von Frequenzen von 10^9 bis 10^{11} Hz benutzt, ohne daß eine wesentliche Verschlechterung der Empfindlichkeit zu beobachten wäre. An einzelnen Detektoren wurden dagegen mehrfach spontan verlaufende Empfindlichkeitsänderungen beobachtet, zum Teil ein plötzliches Verschwinden der Empfindlichkeit beim Lagern. Diese Erscheinung ist nicht als eine Ermüdungserscheinung des Detektors selbst, sondern als eine sekundäre Erscheinung aufzufassen, die wahrscheinlich durch Quellen oder Verschiebungen der Vergußmasse erklärt werden muß.

Herrn Edwin Treschau habe ich für seine bei der Herstellung der Detektoren und der Vornahme der beschriebenen Messungen geleistete Mitarbeit zu danken.

Zusammenfassung

Die Versuche zeigen, daß durch den Einschluß von Metall-Kristall-Kombinationen geeigneter mechanischer (Härte), thermischer (Wärmeleitfähigkeit) und elektrischer Eigenschaften in zähflüssige oder plastische Massen Detektoren, d. h. Gleichrichter für das Frequenzgebiet von 10^9 bis 10^{11} Hz hergestellt werden können, die gegen mechanische und thermische Einflüsse in weiten Grenzen unempfindlich sind, deren Störspiegel bei kräftigen mechanischen Erschütterungen unterhalb des Störspiegels technischer Empfangs- und Verstärkeranordnungen bleibt. Versuche mit niedrigen Frequenzen zeigen, daß derartige Anordnungen bis abwärts zu 10^1 Hz, d. h. im Frequenzbereich von 10^3 bis 10^{11} Hz, als Gleichrichter brauchbar sind. Die relativ gute Konstanz und Lebensdauer solcher Anordnungen läßt in manchen Fällen bei mäßigen Genauigkeitsansprüchen bereits heute eine Verwendung als Gleichrichter für die angegebenen Frequenzen vor Meßgeräten mit Meßbereichen von 1 bis 5 mA möglich erscheinen. Die bisher vorliegenden Beobachtungen deuten darauf hin, daß eine echte Ermüdung des Detektors nicht auftritt und daß gelegentlich noch auftretende Empfindlichkeitsänderungen der Detektoren konstruktiven Unvollkommenheiten und sekundären Einflüssen zugeschrieben werden müssen.

Berlin, DVL., Institut für Elektrophysik.

(Eingegangen 8. September 1939)

Der Ricochetschuß mit dem Kleinkalibergewehr

Von P. Kunze

Mit Tafel XIII

Mitteilung des Physikalischen Instituts der Universität Rostock

Ein Geschoß, welches unter flachem, nicht zu großem Winkel α_1 auf eine Wasseroberfläche geschossen wird, legt eine gewisse Strecke unter Wasser zurück, und verläßt dieses wieder unter einem Austrittswinkel α_2, der im Falle eines

Kugelgeschosses ungefähr gleich groß, aber stets etwas kleiner ist als α_1. Ramsauer[1]) hat diesen „Ricochetschuß", der ungenauerweise auch als Abprallschuß bezeichnet werden kann, in verschiedenen Arbeiten eingehend untersucht. Diese Erscheinung des ricochetierenden Geschosses, die auch im Seekrieg eine Rolle spielt, läßt sich in der Vorlesung gut mit dem Kleinkalibergewehr demonstrieren und gibt ein hübsches Experiment im Mechanikkolleg.

Fig. 1 zeigt die Wasserwanne für den Ricochetschuß. Die vordere und hintere Fläche der

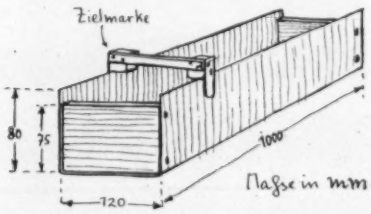

Fig. 1. Wanne für den Ricochetschuß.

Wanne werden aus dünnen Holzplatten gebildet, damit sie im Falle eines Fehlschusses das Geschoß durchlassen. Die seitlichen Blechwände sind etwas höher als die Holzplatten, so daß die exakt waagrecht gelegte Wanne gestrichen voll bis zur Oberkante der Holzplatten mit Wasser gefüllt werden kann. Da sich die Gewehrmündung dicht vor der Wanne befindet, macht es sich störend bemerkbar, daß die Geschoßbahn etwa 2 cm unter der über Kimme und Korn gehenden Visierrichtung liegt. Man erleichtert sich darum den Zielvorgang, wenn man auf die Wanne einen verschiebbaren Reiter als Zielmarke setzt. Wenn die Zielmarke die richtige Höhe über dem Wasserspiegel hat, so berührt das Geschoß die Wasseroberfläche gerade unter der Zielmarke, wenn man diese über Kimme und Korn anvisiert. Diese Zielhilfe ist erwünscht, weil man bei dem flachen Einschußwinkel sonst Gefahr läuft, die Holzplatten anzuschießen. Die Zielmarke muß im mittleren Teil gleichfalls aus einer dünnen Holzplatte bestehen, um im Falle eines Fehlschusses das Geschoß glatt durchzulassen.

Fig. 2 zeigt die beim Einschuß auftretende Wasserwolke von der Seite. Die Form dieser Wolke wird stark von den Wänden der Wanne bedingt. Im Falle unsrer langen rechteckigen Wanne besteht sie gemäß Fig. 3, welche schräg in der Schußrichtung aufgenommen wurde, aus zwei Wasserschleiern, die etwa unter 45° hochspritzen.

Um den Einfluß der Wannenform zu zeigen, wurden auch Schußaufnahmen mit einer kreisförmigen Wanne von 50 cm Durchmesser vorgenommen. Der Wasserschleier ist zwar auch hier zweiflüglig, hat aber gemäß Fig. 4 (quer zum Schuß) und Fig. 5 (schräg in der Schußrichtung) merklich andre Form. Das Geschoß landet je nach dem Einschußwinkel eine reichliche Handbreit über dem Wasserspiegel im dahinterstehenden Kugelfang.

Herrn cand. phys. Hantelmann danke ich für die Mithilfe bei Anfertigung der Schußaufnahmen.

Rostock, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 11. September 1939)

Nachrichten

Dozenturen: An der Universität Kiel Dr. Konrad Büttner für Meteorologie, an der Universität Breslau Dr. Gerhard Haberland für Chemie, an der Universität Göttingen Dr. Werner Döring für theoretische Physik, Dr. Karl-Heinz Hellwege für Physik und Dr. Hans Wittich für reine und angewandte Mathematik, an der Universität Berlin Dr. K. Silbereisen für Chemie und Technologie des Brauwesens, an der Universität Berlin Dr. Oswald Teichmüller für Mathematik an der Luftkriegsakademie in Berlin-Gatow Dr. Oskar von Schmid für angewandte Physik, an der Universität Breslau Dr. Walther Awe für pharmazeutische Chemie.

Ernannt: Der Dozent Dr. Ernst Witt an der Universität Hamburg zum a. o. Professor für Mathematik daselbst, der Dozent an der Universität Marburg Dr. Ferdinand Reiff zum a. o. Professor für technische Chemie daselbst, der a. o. Professor an der Universität Jena Dr. Herbert Brintzinger zum planmäßigen a. o. Professor für technische Chemie ebendaselbst, der Dozent an der Universität Hamburg Dr. Friedrich Knauer zum außerplanmäßigen Professor für Physik ebenda, der Dozent für physikalische Chemie an der Technischen Hochschule München Dr. Carl Angelo Knorr zum außerplanmäßigen Professor an der gleichen Hochschule, der ord. Professor für darstellende Geometrie Dr. Josef Krames an der Technischen Hochschule Graz in gleicher Dienstseigenschaft an der Technischen Hochschule Wien, der Dozent für organische Chemie an der Universität Innsbruck Dr. Franz Hernler zum außerplanmäßigen Professor ebenda, der Abteilungsvorsteher am Kaiser-Wilhelm-Institut für physikalische und Elektrochemie und Dozent an der Universität Berlin Dr. August Winkel zum planmäßigen a. o. Professor für Chemie an der Technischen Hochschule Berlin.

[1]) C. Ramsauer, Ann. d. Phys. **84**, 721, 1927.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany

Fig. 2. Rechteck-Wanne, senkrecht zur Schußrichtung.

Fig. 3. Rechteck-Wanne, schräg zur Schußrichtung.

Fig. 4. Kreisförmige Wanne, senkrecht zur Schußrichtung.

Fig. 5. Kreisförmige Wanne, schräg zur Schußrichtung.